

**BOLETIN  
DE LA  
ASOCIACION  
ARGENTINA  
DE  
ASTRONOMIA**

**Nº. 33**

**VAQUERIAS, CORDOBA, 1987**

**ASOCIACION ARGENTINA  
DE ASTRONOMIA**

**Personería Jurídica 11811  
Provincia de Buenos Aires**

**PRESIDENTE:**

**Dr. Juan J. Clará Olmedo**

**VICE PRESIDENTE:**

**Dr. Hugo Levato**

**SECRETARIO:**

**Dr. Emilio Lapasset**

**TESORERO:**

**Lic. Raúl Perdomo**

**VOCAL PRIMERO:**

**Lic. Alejandro Clocchiatti**

**VOCAL SEGUNDO:**

**Dra. Estela Brandi**

**VOCAL SUPLENTE PRIMERO:**

**Sr. Juan G. Sanguín**

**VOCAL SUPLENTE SEGUNDO:**

**Lic. Mónica Villada**

**BOLETIN  
DE LA  
ASOCIACION  
ARGENTINA  
DE  
ASTRONOMIA**

**Nº 33**

**VAQUERIAS, CORDOBA, 1987**



**XXXIII Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía  
realizada en Vaquerías, Córdoba, entre el 21 y el 25  
de setiembre de 1987.**



**DR. JUAN JOSE NISSEN**

(1901 - 1978)

## DR. JUAN JOSE NISSEN

Doctor Honoris Causa de la Universidad Nacional de Cuyo  
Argentina

Con motivo de celebrarse en Paraná la XXXII Reunión Anual y Asamblea de la AAA, se quiso rendir homenaje a la memoria de este preclaro entrerriano, quien prestigió a la astronomía de este país y cuya fama trascendió mucho más allá de nuestras fronteras.

"Siempre he mirado hacia las estrellas y no lo digo en el sentido astronómico, sino en el sentido metafórico. Mirar hacia la tierra es útil, más aún, imprescindible, si se quiere hacer algo que perdure. Pero no basta; se iría a un estancamiento lleno de perfecciones intrascendentes. También hay que mirar hacia arriba, imaginarse cosas nuevas que quizás podrían ser y obsesionarse en su plasmación".

Así se expresó, en el acto de colación de grados de la Universidad Nacional de Cuyo, en 1967, el Dr. Juan José Nissen, momentos después que esa casa de altos estudios lo distinguiera con el título de Doctor Honoris Causa.

Sabio y maestro de relevantes condiciones académicas y humanas, el Dr. Nissen como Newcomb, Herschel, Bessel y otros grandes de la astronomía mundial, no tenía título universitario, no obstante lo cual las Universidades de La Plata, Córdoba, Cuyo y por último San Juan, lo vieron ocupar la cátedra en el más alto nivel de las Ciencias Exactas durante muchos años, por méritos indiscutidos.

Este destacado mecánico celeste, nació en Paraná el 13 de Mayo de 1901, realizó los estudios primarios en su ciudad natal y también allí completó los tres primeros años

del Colegio Nacional, terminando su ciclo de enseñanza media en la ciudad de Santa Fé.

En marzo de 1918 se matriculó como estudiante en la Universidad de La Plata, comenzando a estudiar el Doctorado en Matemática que no llegó a completar. Interrumpió estos estudios entre 1921 y 1925, para aprovechar una beca otorgada por la Provincia de Entre Ríos que le permitió permanecer en Europa, siguiendo cursos de Matemática y Astronomía en Italia (Bologna) y Alemania (Gottingen, Braslau y Berlin).

De regreso al país se desempeñó en 1927 y 1928 como Calculista del Observatorio de Córdoba y entre 1929 a 1931 como Tercer Astrónomo de ese Instituto. En 1931 pasa al Observatorio de La Plata en donde se desempeña como Ayudante de Astronomía y Astrónomo de Segunda, "ad-honorem", entre 1932 y 1934, período en el cual también cumple funciones como Auxiliar en la Dirección General de Meteorología. Entre 1934 y 1937 se desempeña como Secretario del Consejo Nacional de Observatorios a la vez que cumple funciones como Astrónomo del Observatorio de La Plata. Es un destacado colaborador del entonces Director, el Ing. Félix Aguilar, en el proyecto de la instalación de la Estación Austral de La Leona con su correspondiente círculo meridiano, como culminación de la campaña de medición del arco de meridiano.

En 1937 se hace cargo de la Dirección del Observatorio de Córdoba, siendo el primer argentino que ocupara tan relevante distinción, dirección que la ejerce hasta 1940. De este período podemos destacar el impulso dado para la terminación del telescopio de 1,50 m de Bosque Alegre, solucionando los problemas ópticos que afectaban al espejo principal. Realiza la campaña de Eros junto con otro brillante mecánico celeste que fue don Jorge Bobone, determinando la constante



de la paralaje solar, y de las constantes de placas de la zona Astrográfica de Córdoba.

De vuelta al Observatorio de La Plata en 1940, inicia su carrera docente en la Universidad Nacional de esa ciudad, en donde se desempeña como Jefe de Departamento (1940-1947), Profesor de Cálculo Científico (1941-1943) y Profesor de Astronomía Esférica entre 1944 a 1947, cargos que tiene que abandonar por motivos políticos, alejándose por un tiempo de nuestro país. En 1948 el Dr. Nissen se vincula con la Universidad Nacional de Cuyo al aceptar un contrato de trabajo como profesor en la Facultad de Ingeniería y Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, que funcionaba en San Juan, que retuvo en forma ininterrumpida hasta el año 1968. Debido a sus inquietudes junto con los Dres. C.U. Cesco, Loedel y Dawson se consigue fundar el Observatorio Félix Aguilar, siendo su primer Director.

Fue miembro de la I.A.U. y socio fundador de la A.A.A., desempeñándose como Presidente de la misma.

Durante su permanencia en San Juan, propulsó los estudios astronómicos, representando a esa casa de altos estudios tanto en congresos como reuniones científicas celebradas en nuestro país como en el extranjero.

Al recibir el título de Doctor Honoris Causa de la Universidad Nacional de Cuyo, el Dr. Nissen finalizó su discurso con estas palabras que hoy creo, a pesar del tiempo transcurrido, son de total actualidad:

"La misión de la Universidad no se agota siendo un gran taller donde se transmite lo que actual o potencialmente ya se sabe, y donde se entrenan a los miles y miles de técnicos que exige la vida civilizada. Su misión excelsa es la de escudriñar el futuro no conformado aún, y generar unos

pocos cientos de chiflados que quieran desesperadamente zambullirse en lo ignoto".

"Confieso que cada vez que medito sobre este doble requerimiento impuesto a la Universidad, no puedo menos que recordar el relato bíblico de Marta y de María. La una, la que preparaba con diligencia la comida del divino maestro; la otra, la que ensoñaba estática en su palabra y lo último era más importante, lo único realmente importante".

"Pues bien. Mi pequeña promesa, Sr. Rector, es tratar de seguir mirando hacia arriba, hasta el final de mi vida".

Y el Dr. Nissen cumplió con creces esta promesa, que nada tenía de pequeña. Falleció en San Juan, el 9 de junio de 1978, dejando una cantidad de discípulos, algunos de los cuales, fieles a los principios inculcados, dieron los frutos que Don Juan siempre deseó.

Juan Sanguin

## TABLA DE CONTENIDO

### ABUNDANCIAS QUIMICAS

- CLARIA, J.J. - Propiedades químicas de gigantes rojas del plano y del disco galáctico. 3
- BOBATTO, G.E.; MILONE, L.A. y VILLADA de ARNEDO, M.M. Análisis de la estrella extrema de helio deficiente en hidrógeno HD 168476. 27

### ASTROFISICA SOLAR

- GOMEZ, D.; SICARDI SCHIFINO, A. y FERRO FONTAN, C. - Análisis de estabilidad térmica de arcos magnéticos coronales. 31.
- MANDRINI, C.H.; ROVIRA, M.G.; HERNANDEZ, A.M. y MACHADO, M.E. - Evolución de los parámetros físicos durante la fase tardía en fulguraciones solares de dos bandas. 44
- ROVIRA, M.; HERNANDEZ, A.M.; MANDRINI, C.H. y MACHADO, M.E. - Evidencias observacionales del proceso de aceleración de partículas en una fulguración solar. 54
- VILLADA, M. - Espectro solar de alta dispersión. Implementación de un programa para su análisis. 62
- HERNAIZ, A.F. y FONTENLA, J.M. - Estabilidad de las prominencias solares. 67
- GOMEZ, D. y FERRO FONTAN, C. - Cálculo de la tasa de calentamiento coronal por disipación de energía magnética. 68

## ASTROFISICA TEORICA

- SERSIC, J.L. - Pérdida de energía y masa por colapso y relajación violenta en sistemas de partículas. 71
- LOUSTO, C.O.; CASTAGNINO, M.A. y SANCHEZ, N.G. - Solución perturbativa al problema de la back reaction para espacio-tiempos estáticos. 85
- CRUZATE, J.; DIAZ, M.; GLEISER, R. y PULLIN, J. - Inhomogeneidades solitónicas en el modelo standard. 95
- PALUMBO, L. - Equilibrios MHD (magnetohidrodinámicos) con simetría helicoidal. 113

## ATMOSFERAS ESTELARES

- ROTSTEIN, N. y RINGUELET, A. - Modelo semiempírico de envoltura estelar en presencia de un campo magnético. 117

## CUMULOS ESTELARES Y ASOCIACIONES

- GARCIA, B.; CLARIA, J.J. y LEVATO, H. - La razón entre la absorción total y selectiva en la Asociación Carina OB2. 121
- LEVATO, H.; GARCIA, B.; MALARODA, S. y MORRELL, N. - Rotación, binaridad y magnetismo. 123
- FORTE, J.C. y MENDEZ, M. - Nubes de polvo en cúmulos globulares. 125

## ESTRELLAS VARIABLES

MINNITTI, D. - Clasificación espectral de V CrA e Y Mus.	129
TORRES, G. - Nueva determinación del movimiento propio absoluto de la estrella variable U Aqr.	137
MINNITTI, D. - Espectros del IRAS de variables de tipo M-Mira.	139

## EVOLUCION ESTELAR

BENVENUTO, O.G. - Evolución de estrellas masivas con pér- dida de masa y overshooting.	143
---	-----

## GALAXIAS

MIRABEL, F.I. - Hidrógeno atómico y emisión de OH en ga- laxias infrarrojas superluminosas.	147
ALONSO, M.V. y SERSIC, J.L. - Cálculo de la magnitud to- tal de las galaxias.	162
AGUILAR, L.A. - Colapso no disipativo y la formación de galaxias elípticas.	165
NAVARRO, J. y MOSCONI, M. - Colisiones frontales entre galaxias esféricas.	168
FEINSTEIN, C.; VEGA, E.I. y FORTE, J.C. - Fotometría CCD de la galaxia activa NGC 1672.	172
MUZZIO, J.C. y VERGNE, M.M. - Intercambio y pérdida de materia en cúmulos de galaxias en colap- so.	173
NAVARRO, J.; MOSCONI, M. y GARCIA LAMBAS, D. - Fusión de galaxias en cúmulos con materia oscu- ra.	174

## INSTRUMENTAL Y TECNICAS DE REDUCCION

- MARTINEZ, E.; CASAGRANDE, A. y LEVATO, H. - Guiador automático para espectroscopía. 179
- RECABARREN, P.G.; CALDERON, J.H.; GIOVANOLA, G.A.; ARGARAZ, A. y ALONSO, M.V. - Digitalizador automático de placas. 197
- BRANHAM, R.L. Jr. - Ideas modernas en la reducción de datos. 203
- HERNANDEZ, C.; LEVATO, H.; MALARODA, S.; MORRELL, N.; GARCIA, B. y BALAT, E. - Observaciones de velocidad radial en el CASLEO. 227
- RECABARREN, P.G.; CALDERON, J.H.; GIOVANOLA, G.A.; ARGARAZ, A. y ALONSO, M.V. - Microdensitómetro digital automático del DAC. 230
- ARNAL, M.E.; CHEDRESE, V.; FILLOY, E.M.; HURRELL, E.E.; LARRARTE, J.J. y PERON, N.A. - Espectrómetro digital para el receptor de línea del Instituto Argentino de Radioastronomía. 231
- CARRASCO, G.; LOYOLA, P. y HADDAD, N. - Medición de las películas del círculo de declinación mediante el uso de un arreglo lineal de fotosensores (Reticon). 232
- COSTA, A.; SICARDI SCHIFINO, A. y FERRO FONTAN, C. - Solución numérica del modelo no adiabático de estrellas pulsantes mediante la aplicación de una formulación lagrangiana. 244
- TORRES, G. - Cálculo de intervalos de confianza para los parámetros de ajuste en ecuaciones no lineales; un caso particular. 249

CLOCCHIATTI, A.; FEINSTEIN, C. y MARONNA, R. - Test numérico de los estimadores de Stokes.	251
DUBNER, G.; NIEMELA, V. y PURTON, C. - Una burbuja de viento estelar asociada a la estrella Wolf-Rayet HD 197406.	252
QUINIENTOS, Z.M.; CERSOSIMO, J.C. y COLOMB, R. - Radio espectros de cuasares. I.	254
BAVA, A.J.; COLOMB, F.R.; FILLOY, E.M.; HURRELL, E.E.; LARRARTE, J.J.; LOISEAU, N.; OLALDE, J. C.; SANZ, A.J. y TESTORI, J.C. - Polarímetro para observaciones en el continuo en 1435 MHz con la antena N <sup>o</sup> 2 del IAR.	287
BAJAJA, E.; MORRAS, R. y POPPEL, W.G.L. - Nubes de alta velocidad: modelo para explicar su distribución espacial.	289
MARTIN, M.C. - Observaciones del HI intergaláctico en grupos de galaxias australes.	291
COLOMB, R.; MARTIN, M.C. y LEMARCHAND, G.A. - Seti en Argentina.	292
TESTORI, J.C.; LUNA, H.G. y COLOMB, F.R. - Observaciones simultáneas en óptica y en radio de los objetos BL Lacertae, PKS 0521-36 y PKS 0537-441.	294

## REGIONES H II

SISTERO, R.F. - Estadísticas de posiciones de regiones HII como indicadores de distancias.	297
--	-----

## SISTEMAS BINARIOS

- LAPASSET, E.; GOMEZ, M. y CLARIA, J.J. - Análisis fotométrico de la binaria temprana de contacto V593 Centauri. 301
- GOMEZ, M.; LAPASSET, E. y CLARIA, J.J. - FM Velorum: un sistema W Ursae Majoris de tipo W. 308
- SISTERO, R.F. y LIPARI, S.L. - Transferencia de materia y pérdida de momento angular en sistemas binarios cerrados. 317
- SOLIVELLA, G. y NIEMELA, V. - Estudio de dos sistemas binarios con componentes de tipo O. 324
- TROCHE BOGGINO, A.E. - Evidencias de resonancia spin-órbita en las estrellas binarias espectros cópicas. 325
- AYDIN, C.; BRANDI, E.; ENGIN, S.; FERRER, D.E.; HACK, M.; SAHADE, J.; SOLIVELLA, G. y YILMAZ, N. - Estudio del flujo del continuo y de la estructura de las líneas de los espectros de Beta Lyrae. 340
- BRANDI, E.; GARCIA, L.; KONDO, Y. y SAHADE, J. - La región de formación de las líneas de resonancia del CIV en  $\beta$  Persei. 342
- TORRES, G. - Análisis de las observaciones astrométricas absolutas y relativas de la estrella binaria visual HJ 3370 AC. 345
- LIPARI, S. y SISTERO, R.F. - GY Tel: un nuevo sistema binario próximo al contacto desacoplado térmicamente. 347
- FERRER, D.E. y BARBA, R.H. - Estudio espectrofotográfico de RU Eridani. 349



LIPARI, S. y SISTERO, R.F. - Desacople térmico en sistemas binarios W UMa. 350

### SISTEMA SOLAR

FERNANDEZ, J.A. - El origen del sistema Plutón-Carón. 355

TANCREDI, G. y GALLARDO, T. - Programa fotométrico de asteroides. 361

AARSETH, S.A. y BEAUGE, C. - Evolución de asteroides en la región entre Júpiter y Saturno. 369

FERNANDEZ, J. y BEAUGE, C. - La relación de Laplace en el Cinturón de Asteroides. 371

SILVA, A.M. y MIRABEL, F.I. - Variabilidad gaseosa en el Cometa Halley. Un modelo para la disociación del OH. 373

BRUNINI, A. y RODRIGUEZ, R. - El redescubrimiento de Neptuno. 375

### SUPERNOVAS

MILONE, A.A.E. y MILONE, L.A. - Evolución temporal del espectro de la supernova 1987A. 379

MILONE, L.A. y MILONE, A.A.E. - Estimación de la energía emitida por la supernova 1987A. 381

MILONE, L.; PAOLANTONIO, S.; BRIGI, V.; MENDICINI, D. y MINNITTI, D. - Curva de luz de la supernova 1987A. 383

BENVENUTO, D.; CLOCCHIATTI, A. y MENDEZ, M. - Modelo de expansión para las capas externas de la SN 1987 A. 385

BENVENUTO, D.; HOWATH, J.E. y VUCETICH, H. - Puede una transición de fase de materia nuclear a materia extraña detonar las supernovas de tipo II?	386
BENVENUTO, D.; CLOCCHIATTI, A.; FEINSTEIN, C.; GARCIA, B.; MARRACO, H.; MENDEZ, M.; MORRELL, N. y LUNA, H. - Observaciones polarimétricas de la SN 1987 A en la Nube Mayor de Magallanes.	388
COLOMB, F.R. y TESTORI, J.C. - Observación en el continuo en 1420 MHz de la SNR 1987 A.	390
<b>DIVULGACION ASTRONOMICA</b>	
AMERI, O.R. - Lluvia meteórica de campo del cielo.	393
GARRO, M. - La misión del aficionado a la astronomía y de las asociaciones que los agrupan.	396
INDICE DE AUTORES	399

## TABLE OF CONTENTS

### CHEMICAL ABUNDANCES

- CLARIA, J.J. - Chemical properties of red giants  
belonging to the plane and the galactic  
disk. 3
- BOBATTO, G.E.; MILONE, L.A. and VILLADA de ARNEDO, M. -  
Analysis of the hydrogen defficient  
helium star HD 168476. 27

### SOLAR ASTROPHYSICS

- GOMEZ, D.; SICARDI SCHIFINO, A. and FERRO FONTAN, C. -  
Thermal stability analysis of coronal  
loops. 31
- MANDRINI, C.H.; ROVIRA, M.; HERNANDEZ, A.M. and MACHA-  
DO, M. - Evolution of physical para-  
meters during the later phase in solar  
two-band flares. 44
- ROVIRA, M.; HERNANDEZ, A.M.; MANDRINI, C.H. and MACHA-  
DO, M. - Observational evidences of the  
particle acceleration process in a solar  
flare. 54
- VILLADA, M. - High dispersion solar spectrum. A code  
implemmentation for its analysis. 62
- HERNAIZ, A.F. and FONTENLA, J.M. - Stability of solar  
protuberances. 67
- GOMEZ, D. and FERRO FONTAN, C. - Calculation of the  
coronal heating rate by dissipation of  
magnetic energy. 68

## TEORETICAL ASTROPHYSICS

- SERSIC, J.L. - Energy and mass loss by collapse and violent relaxation in systems of particles. 71
- LOUSTO, C.; CASTAGNINO, M.A. and SANCHEZ, N.G. - Perturbative solution to the back reaction problem in static space times. 85
- CRUZATE, J.; DIAZ, M.; GLEISER, R. and PULLIN, J. - Solitonic inhomogeneities in the standard model. 95
- PALUMBO, L. - Magnetohydrodynamic equilibrium with Helicoideal symmetry. 113

## STELLAR ATMOSPHERES

- ROTSTEIN, N. and RINGUELET, A. - Semi-empirical model of a stellar envelope in the presence of a magnetic field. 117

## STELLAR CLUSTERS AND ASSOCIATIONS

- GARCIA, B.; CLARIA, J.J. and LEVATO, H. - The ratio of total to selective absorption in the Carina OB2 Association. 123
- LEVATO, H.; MALARODA, S. and MORRELL, N. - Frequency of binaries axial rotation and magnetism. 125
- FÔRTE, J.C. and MENDEZ, M. - Dust clouds within globular clusters.

## VARIABLES STARS

- MINNITTI, D. - Spectral classification of V CrA and Y Mus. 129

TORRES, G. - New determination of the absolute proper motion of the variable star U Aqr.	137
MINNITTI, D. - IRAS spectra of M-type Mira variables.	139

## STELLAR EVOLUTION

BENVENUTO, D. - Evolution of massive stars with mass loss and overshooting.	143
--	-----

## GALAXIES

MIRABEL, F.R. - Atomic hydrogen and OH emission in luminous infrared galaxies.	147
ALONSO, M.V. and SERSIC, J.L. - Calculation of total magnitude of galaxies.	162
AGUILAR, L.A. - Dissipationless collapse and the formation of elliptical galaxies.	165
NAVARRO, J. and MOSCONI, M. - Spherical galaxy collisions. Head-on encounters.	168
FEINSTEIN, C.; VEGA, E.I. and FORTE, J.C. - CCD photometry of the active galaxy NGC 1672.	172
MUZZIO, J.C. and VERGNE, M.M. - Mass loss and inter- change of matter in collapsing clusters of galaxies.	173
NAVARRO, J.; MOSCONI, M. and GARCIA LAMBAS, D. - Merging instability in groups of galaxies with dark matter.	174

## INSTRUMENTATION AND REDUCTION TECHNIQUES

MARTINEZ, E.; CASAGRANDE, A. and LEVATO, H. - Automatic guides for spectroscopy.	179
---	-----

RECABARREN, F.G.; CALDERON, J.H.; GIOVANOLA, G.A. and ARGAÑARAZ, A. Automatic digital plate scanner.	197
BRANHAM, R.L. Jr. - Modern ideas in data reduction.	203
HERNANDEZ, C.; LEVATO, H.; MALARODA, S.; MORRELL, N.; GARCIA, B. and BALAT, E. - Radial velocity observations at CASLEO.	227
RECABARREN, F.G.; CALDERON, J.H.; GIOVANOLA, G.A.; ARGAÑARAZ, A. and ALONSO, M.V. - Digital automatic microdensitometer at Córdoba Observatory.	230
ARNAL, M.; CHEDRESE, V.; FILLOY, E.M.; HURRELL, E.E.; LARRARTE, J.J. and PERON, N.A. - Digital espectrometer for the line receptor at the Argentine Institute of Radioastronom- y.	231
CARRASCO, G.; LOYOLA, P. and HADDAD, N. - Measure of the film from the declination circle with a lineal array of photosensors (Re- ticon).	232
COSTA, A.; SICARDI SCHIFINO, A. and FERRO FONTAN, C. - Numerical solution of the nonadiabatic model of pulsating stars through the application of a Lagrangian formulation.	244
TORRES, G. - Computation of confidence intervals for the adjusted parameters in non-linear equations; a particular case.	249
CLOCCHIATTI, A.; FEINTEIN, C. and MARONNA, R. - Numeri- cal test of the Stokes parameters.	251
DUBNER, G.; NIEMELA, V. and FURTON, C. - A stellar wind blown bubble associated with the Wolf-Rayet star HD 197406.	252

QUINIEN TO, Z.; CERSOSIMO, J.C. and COLOMB, F.R. - Radio Spectra of quasars. I.	254
BAVA, A.J.; COLOMB, F.R.; FILLOY, E.M.; HURRELL, E.E.; LARRARTE, J.J.; LOISEAU, N.; OLALDE, J.C.; SANZ, A. and TESTORI, J.C. - Polarimeter for observations in the continuum at 1435 MHz with the N <sup>o</sup> 2 antenna of the IAR.	287
BAJAJA, E.; MORRAS, R. and POPPEL, W.G.L. - High velocity clouds: a model to explain their spatial distribution.	289
MARTIN, M.C. - Observations of intergalactic HI in groups of southern galaxies.	291
COLOMB, F.R.; MARTIN, M.C. and LEMARCHAND, G.A. - SETI in Argentine.	292
TESTORI, J.C.; LUNA, H.G. and COLOMB, F.R. - Simultaneous observations in the optical and radio domain of the BL Lacertae objects: PKS 0521-36 and PKS 0537-441.	294

## HII REGIONS

SISTERO, R.F. - Statistics of positions of HII regions as distance indicators.	297
--	-----

## BINARY SYSTEMS

LAPASSET, E.; GOMEZ, M. and CLARIA, J.J. - Photometric analysis of the early-type contact binary V593 Centauri.	301
GOMEZ, M.; LAPASSET, E. and CLARIA, J.J. - FM Velorum: A W Ursae Majoris system of W-type.	308

SISTERO, R.F. and LIPARI, S. - Transfer of matter and loss of angular moment in close binary systems.	317
SOLIVELLA, G. and NIEMELA, V. - Study of two binary systems with O type components.	324
TROCHE BOGGINO, A.E. - Evidences of spin orbit resonance among spectroscopic binary systems.	325
AYDIN, C.; BRANDI, E.; ENGIN, S.; FERRER, O.E.; HACK, M.; SAHADE, J.; SOLIVELLA, G. and YILMAZ, N. - A study of the continuum flux of line structure in the IUE spectrum of Beta Lyrae.	340
BRANDI, E.; GARCIA, L.; KONDO, Y. and SAHADE, J. - The region of formation of C IV resonance lines in $\beta$ Persei.	342
TORRES, G. - Analysis of the absolute and relative astrometric observation of the visual double star HJ 3370 AC.	345
LIPARI, S. and SISTERO, R.F. - GY Tel: a new thermally decoupled near contact binary system.	347
FERRER, O.E. and BARBA, R.H. - Spectroscopic study of RU Eridani.	349
LIPARI, S. and SISTERO, R.F. - Thermal decoupling in W UMa binary systems.	350

#### SOLAR SYSTEM

FERNANDEZ, J.A. - The origin of the Pluto-Charon system.	355
TANCREDI, G. and GALLARDO, T. - Photometric program of asteroids.	361



AARSETH, S.A. and BEAUJE, C. - Asteroidal evolution between Jupiter and Saturn region.	369
FERNANDEZ, S. and BEAUJE, C. - The Laplace relation in the asteroidal Belt.	371
SILVA, A.M. and MIRABEL, F.I. - Gaseous variability in the Comet Halley. A model for the OH dissociation.	373
BRUNINI, A. and RODRIGUEZ, O. - The rediscovery of Nep- tune.	375

### SUPERNOVAS

MILONE, A.A.E. and MILONE, L.A. - Temporal evolution of the spectrum of supernova 1987 a.	379
MILONE, L.A. and MILONE, A.A.E. - An estimation of the energy radiated by supernova 1987A.	381
MILONE, L.A.; PAOLANTONIO, V.; BRIGI, V.; MENDICINI, D. and MINNITTI, E. - Supernova 1987A light curve.	383
BENVENUTO, O.; CLOCCHIATTI, A. and MENDEZ, M. - Expansion model for the external envelopes of the SN 1987A.	385
BENVENUTO, O.; HORVATH, J.E. and VUCETICH, H. - Can a phase transition of nuclear matter to quarks strange matter trigger the explo- sion of supernovas of type II?	386
BENVENUTO, O.; CLOCCHIATTI, A.; FEINSTEIN, C.; GARCIA, B.; MARRACO, H.; MENDEZ, R.; MORRELL, N. and LUNA, H.G. - Polarimetric observa- tions of SN 1987A in the Large Mage- llanic Clouds.	388

COLOMB, F.R. and TESTORI, J.C. - Observations of SNR  
1987A in the continuum at 1420 MHz. 390

**ASTRONOMICAL DIVULGATION**

AMERI, O.R. - Lluvia meteórica de campo del cielo. 393

GARRO, M. - La misión del aficionado a la astronomía y  
de las asociaciones que los agrupan. 396

## PREFACIO

La trigésimo tercera Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, realizada a la memoria del Dr. Juan José Nissen, fue llevada a cabo en el Complejo Vaquerías (Sierras de Córdoba) entre los días 21 y 25 de setiembre de 1987. Dicha reunión, auspiciada por la Universidad Nacional de Córdoba, contó con un total de 106 participantes.

Resulta particularmente grato destacar la excelente tarea organizativa desarrollada por el Comité Local de Organización, el cual estuvo integrado por las siguientes personas:

Dr. Emilio Lapasset (coordinador)

Lic. Mirta B. Mosconi

Lic. Víctor Arreguine

Lic. Hernán Muriel

Ing. Pablo Recabarren

El presente volumen incluye los Informes Invitados, Comunicaciones Orales y trabajos expuestos en panel por los participantes durante la reunión. Algunos de estos trabajos se presentan in extenso, en tanto que otros se incluyen en forma de breves resúmenes. Los resultados u opiniones que se presentan en este Boletín son de responsabilidad exclusiva de los autores. Sólo en unos pocos casos los Editores nos hemos tomado la libertad de introducir ligeras modificaciones o efectuar correcciones con la intención de mejorar la presentación o la comprensión de los artículos. Este ejemplar incluye por vez primera una lista actualizada con todos los miembros de la Asociación.

Con el propósito de que el Boletín pueda ser consultado en otros países, hemos incluido el título y el resumen de cada trabajo en español e inglés, respectivamente. Por la misma razón, hemos agregado un índice general en estos dos idiomas.

Nos es particularmente grato agradecer al Observatorio Astronómico de Córdoba y en especial a su Director, Dr. Gustavo Carranza, por el apoyo recibido durante la organización y desarrollo de la Reunión. Extendemos nuestro agradecimiento al CONICET por su valiosa contribución a la financiación del presente volumen. Deseamos también agradecer de una manera especial la desinteresada e importante colaboración de los Dres. Hugo Levato y Stella Malaroda en la tarea de revisar los manuscritos. Agradecemos al Ing. José L. Giuliani y al Sr. Miguel Rizo por las tareas de computación necesarias para la edición del presente Boletín. Finalmente, expresamos nuestro agradecimiento a la Sra. Silvia G. de Picó por el esmero y dedicación puestos de manifiesto en la tarea de diagramado y compaginación del presente Boletín.

Juan J. Clariá

Roberto F. Sisteró

EDITORES

## PREFACE

The thirty third meeting of the Argentine Astronomical Association carried out in the memory of Dr. Juan J. Nissen, was held at Complejo Vaquerías (Sierras de Córdoba) from september 21 to 25 of 1987. This meeting was sponsored by the National University of Córdoba. A hundred and six participants attended to it.

It is specially grateful to point out the excellent organizing work carried out by the Local Organizing Committee consisting of:

Dr. Emilio Lapasset (Chairman)  
Lic. Mirta B. Mosconi  
Lic. Víctor Arreguine  
Lic. Hernán Muriel  
Ing. Pablo Recabarren

The present volume includes the Invited Lectoures as well as the spoken and poster papers. Some of these papers are presented here in full, whereas others are included as short summaries. The results or opinions presented in this Bulletin are of the authors' exclusive responsibility. Only in a few cases the editors have taken the liberty to introduce slight modifications or corrections with the purpose of improving the presentation or comprehension of the articles. This volume includes for the first time an up-to-date list of all the members of the Association.

In order to facilitate consultation of the Bulletin in other countries, we have given the title and

abstract of each paper in Spanish and English as well and, for the same reason, we have added a general index in both languages.

It is a pleasure to thank the Córdoba Astronomical Observatory and particularly its Director, Dr. Gustavo Carranza, for their support during the organization and the course of the meeting . We extend our thanks to CONICET for their most valuable contribution to the financing of the present volume. We also wish to express our special gratitude to Drs. Hugo Levato and Stella Malaroda for their desinterested and important collaboration in revising the manuscripts. The computation work done by Ing. José L. Giuliani and Mr. Rizo is gratefully acknowledged. Finally, we are greatly indebted to Mrs. Silvia G. de Fico for their care and dedication shown in the diagramming and arrangement of the present Bulletin.

Juan J. Clariá

Roberto F. Sisteró

EDITORS

LISTA DE PARTICIPANTES DE LA XXXIII REUNION DE LA AAA

NOMBRE	Categoría	Institución
ABADI Mario	Adh	O.A.C.
AGUERO Estela	Act	O.A.C.
AGUILAR Luis		México
ALANIS E.	AMI	Salta
ALONSO María V.	Act	O.A.C.
AMERI O.	AMI	Chaco
AMILIBIA A.		O.A.C.
AQUILANO Roberto	Adh	O.M.R.
ARNAL Marcelo	Act	I.A.R.
ARREGUINE Victor	Act	O.A.C.
BARBA Rodolfo	Adh	O.A.L.P.
BARRIONUEVO E.	AMI	Salta
BEAUGE Cristian	Act	O.A.C.
BELA Norma	AMI	Zárate
BENAGLIA Paula		O.A.L.P.
BENVENUTO Omar	Adh	O.A.L.P.
BIANCHI Hugo	AMI	Córdoba
BIBBO I.		O.A.L.P.
BOBATTO G.	Adh	O.A.C.
BOLZICCO V.		O.A.L.P.
BRANDI Estela	Act	O.A.L.P.
BRANHAM Richard	Act	CRICYT
BRUNINI Claudio	Adh	O.A.L.P.
BRUSCO Oscar	Adh	O.A.C.
CALDERON Jesús	Act	O.A.C.
CAMILLETTI Ulderrico	AMI	Córdoba
CARRANZA Gustavo	Act	O.A.C.
CARRASCO Guillermo	Act	Obs.Cerro Calán

CASAGRANDE Arnaldo	Act	CASLEO
CASTINEIRA	AMI	LFCSJ
CAVARISCHIA Graciela	Act	I.A.R.
CELLONE S.		O.A.L.P.
CERBOSIMO Juan Carlos	Act	I.A.R.
CLARIA Juan José	Act	O.A.C.
COSTA Andrea	Adh	I.A.F.E.
DE BIASI M.		O.A.L.P.
DELLA PAOLERA P.		O.A.L.P.
DIAZ Rubén		O.A.C.
DOUGLAS J.		O.A.L.P.
DUBNER Gloria	Act	I.A.R.
ETCHEMAITE L.		O.A.L.P.
FEINSTEIN Carlos	Act	O.A.L.P.
FERNANDEZ J.		Uruguay
FERNANDEZ J.		O.A.L.P.
FERNANDEZ Silvia	Act	O.A.C.
FERRER Osvaldo	Act	O.A.L.P.
FORTE Juan Carlos	Act	O.A.L.P.
GALLARDO T.		Uruguay
GARCIA Beatriz	Act	O.A.L.P.
GARCIA Lía	Act	O.A.L.P.
GARRO Marcos	AMI	A.A.C.
GOLDES Guillermo	Adh	O.A.C.
GOMEZ Daniel	Act	I.A.F.E.
GOMEZ Mercedes	Act	O.A.C.
HERNAIZ Angel	Adh	I.A.F.E.
HURREL E.		I.A.R.
LAPASSET Emilio	Act	O.A.C.
LEMARCHAND Guillermo		
LEVATO Hugo	Act	CASLEO
LIPARI Sebastián	Act	O.A.C.



LOPEZ Hugo	AMI	ABG
LOUSTO Carlos	Adh	O.A.L.P.
LUNA Homero	Adh	O.A.L.P.
MANDRINI Emilse	Adh	I.A.F.E.
MARTIN Maria C.	Act	I.A.R.
MARTINEZ Ezequiel	Adh	CASLED
MARTON Silvano	Act	O.A.C.
MAZZEO Luis		O.A.L.P.
MELILLO Rubidio	AMI	Córdoba
MENOYO D.		O.A.C.
MILONE Alejandra	Act	O.A.C.
MILONE Luis	Act	O.A.C.
MINITTI Dante	Adh	O.A.C.
MIRABEL Igor	Act	I.A.R.
MOHAMED Ali Hussein	AMI	Córdoba
MORENO R.	AMI	ABG
MORRAS Ricardo	Act	I.A.R.
MORRELL Nidia	Act	O.A.L.P.
MOSCONI Mirta	Act	O.A.C.
MUÑOZ Silvia	AMI	Zárate
NAVARRO Julio	Adh	O.A.C.
NAVARRO L.		O.A.L.P.
NICOTRA M.	Adh	O.A.C.
NIEMELA Virpi	Act	I.A.F.E.
OCAMPO Gari	AMI	Córdoba
PARISI M.		O.A.L.P.
RECABARREN Pablo	Act	O.A.C.
RINGUELET Adela	Act	I.A.F.E.
RIZZO J.		O.A.L.P.
RIZZOTTI N.	AMI	Chaco
ROTSTEIN N.		I.A.F.E.
ROVIRA Marta	Act	I.A.F.E.

SANCHEZ Gabriel	Act	CASLEO
SANGUIN Juan Guillermo	Act	O.A.F.A.
SILVA A.M.		I.A.F.E.
SISTERO Roberto	Act	O.A.C.
SOLINAS Miguel Angel	Adh	O.A.C.
SOLIVELLA Gladys	Act	O.A.L.P.
TANCREDI G.		Uruguay
TESTORI Juan Carlos	Act	I.A.R.
TORO R.	AMI	Chaco
TORRES Guillermo	Act	O.A.C.
TROCHE B., A.		UNA (Paraguay)
VADJA E.	AMI	Chaco
VERGNE M.	Adh	O.A.L.P.
VILLADA Mónica	Act	O.A.C.



**LISTA DE SOCIOS DE LA ASOCIACION ARGENTINA DE ASTRONOMIA**

**LIST OF MEMBERS OF THE ARGENTINE ASTRONOMICAL SOCIETY**

<b>SOCIO</b>	<b>Categoria</b>	<b>Instituto</b>
ABADI Mario	Adh	O.A.C.
ACERO Sergio	Adh	O.M.R.
ACTIS Eloy G.	Act	O.A.F.A.
AGUERO Estela	Act	O.A.C.
ALBANO Jorge	Act	
ALONSO Maria V.	Act	O.A.C.
ALTAVISTA Carlos	Act	O.A.L.P.
AQUILANO Roberto	Adh	O.M.R.
ARGAÑARAZ Alejandro	Adh	O.A.C.
ARIAS Felicitas	Act	O.A.L.P.
ARIAS José	Adh	O.A.C.
ARIAS Juan Carlos		O.A.C.
ARNAL Marcelo	Act	I.A.R.
ARREGUINE Victor	Act	O.A.C.
AZCARATE Ismael	Act	I.A.R.
BAJAJA Esteban	Act	I.A.R.
BALDIVIESO José F.	Act	O.A.F.A.
BARBA Rodolfo	Adh	O.A.L.P.
BASSINO Lilia	Act	O.A.L.P.
BEAUGE Cristian	Act	O.A.C.
BENVENUTO Omar	Adh	O.A.L.P.
BERGAMASCHI Jorge	Act	Obs. Caracas
BERTINETTI Maria	Adh	O.M.R.
BOBATO Graciela	Adh	O.A.C.

BOYKENS Graciela		O.A.C.
BRANDI Estela	Act	O.A.L.P.
BRANHAM Richard	Act	CRICYT
BRUNINI Adrián		O.A.L.P.
BRUNINI Claudio	Adh	O.A.L.P.
BRUSCO Oscar	Adh	O.A.C.
CABANNE María Luisa	Act	IAFE
CABRERA Laurentino	Hon	CASLEO
CALDERON Jesús	Act	O.A.C.
CAMINO Néstor	Adh	O.A.L.P.
CAMPITELLI Enrique	Adh	O.A.L.P.
CAPPA Cristina	Act	I.A.R.
CARESTIA Reinaldo A.	Act	O.A.F.A.
CARRANZA Gustavo	Act	O.A.C.
CARRASCO Guillermo	Act	Obs.Cerro Calán
CASAGRANDE Arnaldo	Act	O.A.C.
CASTAGNINO Mario	Act	O.M.R.
CASTRO Washington L.	Act	O.A.F.A.
CAVARISCHIA Graciela	Act	I.A.R.
CERSOSIMO Juan Carlos	Act	I.A.R.
CERRUTI Miguel Angel	Act	I.A.F.E.
CERNUSCHI Félix		CF
CESCO Mario	Act	O.A.F.A.
CLARIA Juan José	Act	O.A.C.
CLOCCHIATTI Alejandro	Act	O.A.L.P.
CODINA Said		Obs.Nac. R. Janeiro
COLOMB Fernando	Act	I.A.R.
CORNEJO Antonio	Act	Plan.Ciudad Bs.As.
COSTA Andrea	Adh	I.A.F.E.
CHAVASSE Serafín	Act	O.A.L.P.
De FRANCESCHI Antonio	Adh	CASLEO
DEL COGLIANO Daniel	Adh	O.A.L.P.

DESSAUNET Victor	Act	O.A.L.P.
DOTTORI Horacio	Act	Obs. de Rio Grande
DUBNER Gloria	Act	I.A.R.
FEINSTEIN Alejandro	Act	O.A.L.P.
FEINSTEIN Carlos	Act	O.A.L.P.
FERNANDEZ Silvia	Act	O.A.C.
FERRER Osvaldo	Act	O.A.L.P.
FEUGEAS Jorge	Adh	O.M.R.
FONTENLA Juan Manuel	Act	I.A.F.E.
FORTE Juan Carlos	Act	O.A.L.P.
FOURCADE Carlos	Hon	O.A.C.
FRANCILE Carlos	Act	O.A.F.A.
FUNES José	Adh	Semin. San Miguel
GALLEGO GARIN Miguel	Act	O.A.F.A.
GARCIA Beatriz	Act	O.A.L.P.
GARCIA LAMBAS Diego	Act	O.A.C.
GARCIA Lia	Act	O.A.L.P.
GARGIULO Verónica	Act	O.A.F.A.
GAVIOLA Enrique		Inst. Fís. Balseiro
GERGELY Tomas	Act	
GEROLA Humberto	Act	
GHIELMETTI Horacio	Act	I.A.F.E.
GIACANI Elsa	Act	I.A.R.
GIORDANO Claudia	Adh	O.A.L.P.
GIOVANOLA Gustavo	Adh	O.A.C.
GIULIANI José Luis	Adh	CASLEO
GOLDES Guillermo	Adh	O.A.C.
GOLOMBECK Daniel	Adh	I.A.F.E.
GOMEZ Ana Elvira	Act	Obs. de Meudon (Francia)
GOMEZ Daniel	Act	I.A.F.E.
GOMEZ Mercedes	Act	O.A.C.
GOMEZ Washington G.	Act	O.A.F.A.

GONZALEZ KRIEGER D.	Adh		O. A. F. A.
GONZALEZ Zulema	Act		O. A. F. A.
GRECO Andrés	Adh		O. M. R.
GRIECO Alba	Adh		O. A. C.
GRIGORIEFF Ana	Act		O. A. L. P.
GULICH M.			I. A. F. E.
GUTIERREZ Carmen	Act	Obs. Nac.	Cerro Calán
GUTIERREZ Elsa	Hon		O. A. C.
HAIK Carlos	Adh		A. A. E. A.
HAMITY Victor	Act		O. A. C.
HARARI Diego	Act		I. A. F. E.
HERNAIZ Angel	Adh		I. A. F. E.
HERNANDEZ Carlos	Act		O. A. L. P.
HERNANDEZ Elida B. de	Adh		O. A. L. P.
HORMAECHEA José	Adh		O. A. L. P.
IANNINI Gualberto	Hon		O. A. C.
IGLESIAS Eduardo	Act		
JASCHEK Carlos	Act	Obs. Strasbourg	(Francia)
JASCHEK Mercedes	Act	Obs. Strasbourg	(Francia)
KIRILOVSKY Elena	Act	Obs. Greenwich	(Inglat.)
KUCEWICZ Boris	Hon		O. A. L. P.
LANDI DESSY Jorge	Hon		O. A. C.
LAPASSET Emilio	Act		O. A. C.
LARA Luis	Adh		O. M. R.
LEPEZ Héctor	Act		O. A. F. A.
LEVATO Hugo	Act		CASLEO
LIPARI Sebastián	Act		O. A. C.
LOISEAU Nora	Act		I. A. R.
LOPEZ Carlos E.	Act		O. A. F. A.
LOPEZ GARCIA Francisco	Act		O. A. F. A.
LOPEZ José Augusto	Act		O. A. F. A.

LOUSTO Carlos	Adh	O.A.L.P.
LUNA Homero	Adh	O.A.L.P.
MACHADO Marcos	Act	I.A.F.E.
MALARODA Stella	Act	CASLEO
MALLAMACI Claudio	Act	O.A.F.A.
MANACORDA Alberto	Act	O.M.R.
MANDRINI Emilse	Adh	I.A.F.E.
MANRIQUE Walter T.	Act	O.A.F.A.
MARABINI Rodolfo	Act	O.A.L.P.
MARMOLEJO Luis	Adh	O.A.F.A.
MARQUEZ Raúl	Act	O.A.F.A.
MARRACO Hugo	Act	O.A.L.P.
MARTIN María C.	Act	I.A.R.
MARTINEZ Rubén	Act	O.A.L.P.
MARTINEZ Ezequiel	Adh	CASLEO
MARTON Silvano	Act	O.A.C.
MARTORELLI Luis	Act	O.A.L.P.
MENDEZ Mariano	Act	O.A.L.P.
MENDEZ Roberto	Act	I.A.F.E.
MENDOZA Eugenio	Act	Obs. Nac. Mexico
MILONE Alejandra	Act	O.A.C.
MILONE Luis	Act	O.A.C.
MINITTI Dante	Adh	O.A.C.
MIRA Hugo	Act	O.A.F.A.
MIRABEL Igor	Act	I.A.R.
MOLINA Eduardo	Act	O.A.F.A.
MONDINALLI César	Act	O.A.L.P.
MORENO Juan Hugo	<i>Act</i>	Obs.Nac. Cerro Calán
MORRAS Ricardo	Act	I.A.R.
MORRELL Nidia	Act	O.A.L.P.
MOSCONI Mirta	Act	O.A.C.
MURIEL Hernán	Act	O.A.C.
MUGHERLI V.		I.A.F.E.



MUZZIO Juan Carlos	Act	O.A.L.P.
NAVARRO José	Adh	O.A.F.A.
NAVARRO Julio	Adh	O.A.C.
NICOLITTI Armando	Adh	O.M.R.
NICOTRA Mariano	Adh	O.A.C.
NIEMELA Virpi	Act	I.A.F.E.
NUÑEZ Carmen	Adh	I.A.F.E.
OLANO Carlos	Act	I.A.R.
OPRADOLCE Liliana	Act	I.A.F.E.
ORELLANA Beatriz	Act	O.A.L.P.
ORSATTI Ana María	Act	O.A.L.P.
PANETH Tomas	Act	CNIE
PALUMBO Laura	Adh	O.A.L.P.
PARACHU Oscar	Adh	O.M.R.
PASTORIZA Mariani	Act	Obs. de Río Grande
PERDOMO Raúl	Act	O.A.L.P.
PERETTI Alvaro	Adh	C.N.I.E.
PEREYRA Zenon	Act	O.A.C.
PEREZ José	Adh	O.A.F.A.
PIACENTINI Rubén	Act	O.M.R.
POPPEL Wolfgang	Act	I.A.R.
QUINIENOS Zunilda	Act	I.A.R.
RABOLLI Mónica	Act	O.A.L.P.
RECABARREN Pablo	Act	O.A.C.
RINGUELET Adela	Act	I.A.F.E.
RODRIGUEZ Víctor	Adh	O.A.C.
ROGATTI Carlos	Hon	O.A.L.P.
ROVIRA Marta	Act	I.A.F.E.
ROZGA Valentín	Adh	O.M.R.
SAHADE Jorge	Hon	O.A.L.P.

SANCHEZ Gabriel	Act	CASLEO
SAIZAR Pedro	Adh	O.A.L.P.
SANGUIN Juan Guillermo	Act	O.A.F.A.
SERAFINO Alfredo	Act	O.A.F.A.
SERSIC José	Act	O.A.C.
SILVA A.M.	Adh	I.A.R.
SISTERO Roberto	Act	O.A.C.
SNEIBRUM Cora	Act	C.N.I.E.
SOLINAS Miguel Angel	Adh	O.A.C.
SOLIVELLA Gladys	Act	O.A.L.P.
SONEZ Mario	Adh	A.E.A.A.
SOSA Carlos	Adh	O.M.R.
SUAREZ Marcelo	Adh	C.N.I.E.
TAPON Mariano	Adh	A.E.A.A.
TERLEVICH Roberto	Act	Obs. de Greenwich (Inglaterra)
TESTORI Juan Carlos	Act	I.A.R.
TIGNANELLI Horacio	Act	O.A.L.P.
TORRES Cristina	Act	O.A.C.
TORRES Guillermo	Act	O.A.C.
TRUMPER Luis	Adh	A.E.A.A.
TURNER Kenneth	Act	
VAN ALTENA William	Act	Obs. de Yale
VAZQUEZ Rubén	Adh	O.A.L.P.
VEGA Irene	Act	O.A.L.P.
VERBA Alberto	Act	I.A.F.E.
VERGNE María M.	Adh	O.A.L.P.
VIEIRA Edmundo	Act	Obs. de Río Grande
VILLADA Mónica	Act	O.A.C.
VICTORIA Daniel	Adh	CASLEO
WALDHAUSEN Silvia	Act	O.A.L.P.
ZADUNAISKY Pedro	Act	C.N.I.E.
ZOREC Juan	Act	Obs. de Paris

## INSTITUCIONES PARTICIPANTES

CASLEO Complejo Astronómico El Leoncito  
 CEDAA Centro de Aficionados de la Astronomía de Villa  
 Angela  
 CIC Comisión de Investigaciones Científicas de la  
 Pcia. de Buenos Aires  
 CNIE Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales  
 CONICET Consejo Nacional de Investigaciones Científicas  
 y Técnicas  
 CONICOR Consejo Nacional de Investigaciones Científicas  
 y Tecnológicas de la Provincia de Córdoba  
 CRICYT Centro Regional de Investigaciones Científicas y  
 Técnicas, Mendoza  
 FCAGLP Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas  
 de La Plata  
 FCEN Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA  
 IAFE Instituto de Astronomía y Física del Espacio  
 IAR Instituto Argentino de Radioastronomía  
 IFIR Instituto de Física de Rosario  
 FaMAF Fac. de Matemática, Astronomía y Física, UNC  
 MSFC Marshall Space Flight Center (Alabama, USA)  
 OAC Observatorio Astronómico de Córdoba  
 Oafa Observatorio Astronómico "Félix Aguilar", San  
 Juan  
 PROFOEG Programa de Fotometría y Estructura Galáctica  
 UBA Universidad de Buenos Aires  
 UNLP Universidad Nacional de La Plata  
 UNSJ Universidad Nacional de San Juan  
 OALP Observatorio Astronómico de La Plata

Agrupación Telescopium, Santa Fé  
 California Institute of Technology, USA  
 Dominion Radio Astrophysical Observatory (Penticton-BC)  
 Depto. Astronomía, Universidad de Angora (Turquía)  
 Depto. de Astronomía, Fac. de Human. y Ciencias,  
 Montevideo, Uruguay  
 Depto. Astronomía, Universidad de Chile  
 Depto. Electrónica, Universidad de Chile  
 Depto. Física, Fac. Ciencias Exactas y Naturales, UBA  
 Depto. Matemática, UNLP  
 Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, USA  
 Instituto Balseiro, Univ. Nac. de Cuyo y Comisión  
 Nacional de Energía Atómica, Bariloche.  
 International UV Explorer, VILPSA  
 IUE RDAF-NASA-Goddard Space Flight Center  
 Institute of Astronomy, Univ. de Cambridge  
 Observatorio Astronómico de Trieste, Italia  
 Observatoire de Paris, Francia  
 University of Princeton, USA  
 Universidad Nacional de Asunción, Club de Astrofísica  
 del Paraguay

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

1000

## INDICE DE AUTORES

AARSETH, S.A.	369
AGUILAR, L.A.	165
ALONSO, M.V.	197, 230
AMERI, O.R.	393
ARGAÑARAZ, A.	197, 230
ARNAL, E.M.	231
AYDIN, C.	340
BAJAJA, E.	289
BALAT, E.	227
BARBA, R.H.	349
BAYA, A.J.	287
BEAUGE, C.	369, 371
BENVENUTO, D.	143, 385, 386, 388
BOBATTO, G.E.	27
BRANDI, E.	340, 342
BRANHAM, R.L. Jr.	203
BRIGI, V.	383
BRUNINI, A.	375
CALDERON, H.J.	197, 230
CASAGRANDE, A.	179
CASTAGNINO, M.A.	85
CARRASCO, G.	232
CERSOSIMO, J.C.	254
CLARIA, J.J.	3, 121, 301, 308
CLOCCHIATTI, A.	251, 385, 388
COLOMB, F.R.	254, 287, 292, 294, 390
COSTA, A.	244
CRUZATE, J.	95
CHEDRESE, V.	231
DIAZ, M.	95

DUBNER, G.	252
ENGIN, S.	340
FEINSTEIN, C.	172, 251, 388
FERNANDEZ, S.	371
FERNANDEZ, J.A.	355
FERRER, O.E.	340, 349
FERRO FONTAN, C.	31, 68, 244
FILLOY, E.M.	231, 287
FONTENLA, J.M.	67
FORTE, J.C.	125, 172
GALLARDO, T.	361
GARCIA, B.	121, 123, 227, 388
GARCIA, L.	342
GARCIA LAMBAS, D.	174
GARRO, M.	396
GIOVANOLA, G.A.	197, 230
GLEISER, R.	95
GOMEZ, D.	31, 68
GOMEZ, M.	301, 308
HACK, M.	340
HADDAD, N.	232
HERNAIZ, A.	67
HERNANDEZ, A.M.	44, 54
HERNANDEZ, C.	227
HORVATH, J.E.	386
HURRELL, E.E.	231, 287
KONDO, Y.	342
LAFASSET, E.	301, 308
LARRARTE, J.J.	231, 287
LEMARCHAND, G.A.	292
LEVATO, H.	121, 123, 179, 227

LIPARI, S.L.	317, 347, 350
LOISEAU, N.	287
LOUSTO, C.	85
LOYOLA, F.	232
LUNA, H.G.	294, 388
MACHADO, M.E.	44, 54
MALARODA, S.	123, 227
MANDRINI, C.H.	44, 54
MARONNA, R.	251
MARTIN, M.C.	291, 292
MARTINEZ, E.	179
MARRACO, H.	388
MENDEZ, M.	125, 385, 388
MENDICINI, D.	383
MILONE, A.A.E.	27, 379, 381
MILONE, L.A.	379, 381, 383
MINNITTI, D.	129, 139, 383
MIRABEL, F.I.	147, 373
MORRAS, R.	289
MORRELL, N.	123, 227, 388
MOSCONI, M.	168, 174
MUZZIO, J.C.	173
NAVARRO, J.	168, 174
NIEMELA, V.	252, 324
OLALDE, J.C.	287
PALUMBO, L.	113
PAOLANTONIO, S.	383
PERON, N.A.	231
POPPEL, W.G.L.	289
PULLIN, J.	95
FURTON, C.	252

QUINIENTO, Z.N.	254
RECABARREN, P.G.	197, 230
RINGUELET, A.	117
RODRIGUEZ, R.	375
ROTSTEIN, N.	117
ROVIRA, M.G.	44, 54
SAHADE, J.	340, 342
SANCHEZ, N.G.	85
SANZ, A.J.	287
SERSIC, J.L.	71
SICARDI SCHIFINO, A.	31, 244
SILVA, A.M.	373
SISTERO, R.F.	297, 317, 347, 350
SOLIVELLA, G.R.	324, 340
TANCREDI, G.	361
TESTORI, J.C.	287, 294, 390
TORRES, G.	137, 249, 345
TROCHE BOGGINO, A.E.	325
VEGA, E.I.	172
VERGNE, M.M.	173
VILLADA de ARNEDO, M.	27, 62
VUCETICH, H.	386
YILMAZ, N.	340



**Homenaje de la Universidad Nacional de San Juan  
al Dr. Carlos Ulrrico Cesco**

**Homage of the National University of San Juan to Dr. Carlos  
Ulrrico Cesco**

Jamás podrá decirse, de nadie, que es verdaderamente virtuoso si no es capaz de cultivar su gratitud, que es la virtud por excelencia. Ella obliga a ser humilde para reconocer la grandeza ajena y a practicar aquello que insistentemente nos recomendara Cristo: amarnos los unos a los otros. La gratitud es honradez y es generosidad. La gratitud limpia el corazón y lo predispone a la entrega hacia los demás. La gratitud ha impreso en la historia las más bellas páginas de heroísmo y grandeza. Por gratitud se ama a Dios y se sirve a la patria. Por gratitud se suele llegar a la abnegación en el servicio a los hombres.

Es por gratitud que hemos venido aquí, a participar de este acto con el que la Universidad Nacional de San Juan ha dispuesto rendir un merecido y justiciero homenaje a la memoria de uno de sus grandes maestros: el doctor Carlos Ulrrico Cesco, fallecido ayer después de prestar más de cuarenta años de servicio a la docencia y a la investigación, en La Plata primero y en nuestra provincia -que fue la de su adopción- después. No podía ser de otra manera, puesto que la Universidad, nuestra Universidad, debía estar presente -y está presente- para sumar un eslabón más en la larga cadena de expresiones de gratitud que se han exteriorizado hacia el doctor Cesco, desde que se conoció la infausta noticia de su muerte.

Pero la Universidad no pasa de ser una entelequia, o una irrealdad, sin la presencia y el calor de los universitarios que la integramos; de todos los niveles, docentes, graduados y estudiantes, que estamos haciendo acto de presencia aquí, junto a familiares y a los amigos que supo cultivar el doctor Cesco, para recordar al hombre que honró a la Universidad con su trabajo tesonero y su vocación de entrega y de servicio a los demás, mucho antes de que la Universidad lo honrara a él.

El doctor Cesco nos enseñó, con su ejemplo de vida, que en el ejercicio de nuestras respectivas profesiones y en lo más hondo de nuestro ser, todos necesitamos cultivar esta noble virtud de la gratitud; para que nuestro trabajo no se deshumanice; para que no nos envanezcamos en el éxito ni nos desalentemos en la adversidad; para que cumplamos una misión de servicio y no nos tentemos de vanagloria; para que no nos creamos los primeros destinatarios del triunfo. Es por gratitud, entonces, que aquí nos hemos reunido, para rescatar del olvido al maestro que nos regaló su amistad, que nos prodigó el calor de su compañerismo, que supo estrechar nuestras manos en el fracaso o en el éxito, en el dolor o en la alegría.

En 1978, el personal del Observatorio Astronómico "Félix Aguilar", solicitó y obtuvo del Rectorado de la Universidad Nacional de San Juan, el otorgamiento del título de "Doctor Honoris Causa" para el Dr. Carlos Ulrrico Cesco. Compañeros de trabajo y amigos del destinatario de la distinción destacaron entonces: "la bien definida y singular personalidad del Dr. Cesco", ponderaron "sus excepcionales condiciones como hombre, como maestro, como científico, como

~

jefe, como amigo", y pusieron de resalto "la muy importante parte que corresponde a su obra eficaz y tesonera en el enaltecimiento del prestigio alcanzado por nuestra Universidad".

La breve reseña de antecedentes inserta en aquella presentación comienza por mencionar que "el Dr. Cesco se incorpora al personal científico de la Facultad de Ingeniería, Ciencias Exactas, Físicas y Naturales de la Universidad Nacional de Cuyo, a nivel de Profesor Titular, en mayo de 1948. Prácticamente toda su actividad académica anterior la ha cumplido en el Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de La Plata, de cuya Escuela de Ciencias Astronómicas y Conexas egresó con el título de Doctor en 1941. En esa prestigiosa casa de altos estudios fue discípulo y colaborador de ese gran sanjuanino, el Ing. Félix Aguilar, cuyo nombre lleva nuestro Instituto, y cuya ilustración, talento y rectitud, tantísimo tuvieron que ver en la formación del joven astrónomo.

En el Observatorio de La Plata cumplió en forma segura y distinguida con la carrera de astrónomo, desde su más modesto escalón hasta llegar a su más alto nivel cuando, en 1947, es designado jefe del Departamento de Astrofísica. En su transcurso, desde 1943 a 1945, es becado por la Universidad Nacional de La Plata para realizar estudios de aquella especialidad en el Observatorio de Yerkes de la Universidad de Chicago, EE.UU. de Norteamérica, donde, de entre un numeroso grupo de jóvenes y brillantes científicos provenientes de diversos países, es distinguido con la beca "Latin American Fellow" de la John Simon Guggenheim Foundation.

Designado miembro de la Unión Astronómica Internacional, en marzo de este último año, hasta esa época llevaba publicados más de una docena de trabajos en las revistas de

mayor nivel mundial, número que se elevó hasta el centenar hacia el final de su vida.

Este es el doctor Cesco que en 1948 llega a nuestra Universidad y, como era previsible, la prolongada y diversificada actuación que con posterioridad habría de cumplir en nuestra casa, se ubica en niveles de importancia, trascendencia y eficacia absolutamente coherentes con el de su bagaje de brillantes antecedentes.

Docente de alta jerarquía, ha tenido a su cargo el desarrollo de materias claves de las carreras de Ingeniería Geográfica e Ingeniería Geodésica, como así también el dictado de clases, cursos y seminarios para la formación, actualización y especialización de sus alumnos y colaboradores, en distintas áreas del conocimiento astronómico. Organizador y administración de docencia, fue Jefe de los Departamentos de Ingeniería Geográfica, de Ingeniería Geodésica y de Topografía y Geodesia y, en tal carácter, integrante de diversas Juntas Interdepartamentales; creador de las campañas anuales realizadas para los alumnos de la especialidad, entre 1962 y 1966.

Eficaz propulsor de la investigación en nuestra Casa de Estudios, tuvo activa participación en la creación del Departamento de Investigaciones Científicas de la Universidad Nacional de Cuyo y fue el principal responsable de la creación de nuestro Observatorio Astronómico "Félix Aguilar", cuya dirección ocupó entre 1953 y 1966. A su gestión y a la de los que fueron sus colaboradores inmediatos en este período se debe el logro de cosas importantes para el Observatorio: la adquisición de los primeros instrumentos astronómicos y cronométricos; el montaje del Círculo Meridiano Repsold del Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba, trasladado a San Juan por convenio entre ambos

institutos; la compra y puesta en operación del Astrolabio Impersonal Danjon; el montaje de las estaciones de luminiscencia en Abra Pampa, El Leoncito y Bariloche. Fue también miembro de la comisión promotora para la investigación científica de la Universidad Nacional de Cuyo.

A su decidida acción personal, sustentada por su reconocido prestigio y consideración a nivel mundial, se debe la instalación del Observatorio Austral de las Universidades de Yale y Columbia de los EE.UU. de Norteamérica en nuestra provincia y su posterior traspaso, en febrero de 1974, a nuestra Universidad Nacional de San Juan, de la cual actualmente depende a través del Observatorio "Félix Aguilar" bajo la denominación de Estación Astronómica de Altura "El Leoncito".

Coordinador científico de la Estación desde aquella época, tuvo a su cargo la dirección de todos los proyectos de investigación y de todos los trabajos de colaboración nacional e internacional desarrollados sobre la base de las observaciones cumplidas con el Telescopio Astrográfico Doble de "El Leoncito", y su labor en los mismos ha significado logros trascendentes referidos especialmente al descubrimiento, localización y determinación de cometas y asteroides.

A pesar de su innata incompatibilidad afectiva con las tareas puramente administrativas y la burocracia, accedió a desempeñarse como Delegado Interventor de la Facultad, contribuyendo con su habitual bondad, tolerancia y sentido común a salvar un momento difícil en la vida de nuestra Casa de Estudios.

Naturalmente su actividad y su obra trascendieron los límites de nuestra Universidad. Fue miembro fundador de la Asociación Argentina de Astronomía y de la Asociación Argentina de Geofísicos y Geodestas y, hasta 1967, miembro de

la Comisión Regional Cuyo del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas. Representó a nuestra Casa de Estudios ante diversos organismos nacionales e internacionales, interviniendo en congresos y reuniones científicas mundiales de máximo nivel; fue presidente del Comité de Geodesia y miembro de los comités de Física y de Educación de la Comisión Nacional de Investigaciones Espaciales; miembro de la Comisión Nacional para el Año Internacional del Sol Quieto; representante en diversas asambleas generales, en algunas, en carácter de delegado argentino, de la Unión Astronómica Internacional y del Comité Mundial de Investigaciones Espaciales.

Pero el aspecto más importante y trascendente en el quehacer del Dr. Cesco fue, sin duda, el referente a la formación de discípulos y colaboradores. Así lo creemos nosotros -y estamos seguros que así lo consideró él- porque en esta actividad pudo volcar, más que en ninguna otra, a la par que sus amplios y sólidos conocimientos y su vastísima experiencia, sus excepcionales condiciones de maestro y de hombre. Varios de estos alumnos, especializados a su gestión en importantes centros científicos extranjeros y ubicados en niveles académicos de importancia, toman ahora el testimonio que deja el maestro para continuar en la cotidiana tarea de investigación.

Sin embargo, no es necesario continuar enumerando la actividad del Dr. Cesco en el plano científico, porque más importante que ello es ocuparse del Dr. Cesco como hombre. Y esto es así porque todo aquello que es obra del talento, la dedicación y el esfuerzo, si en otros hombres llena la vida, en el Dr. Cesco fue sólo un matiz o un aspecto de su rica personalidad. Nosotros, en el Observatorio, tuvimos

el privilegio de conocerlo casi diríamos que en su vida interior. Y a la admiración que le profesamos como hombre de ciencia se agregó el afecto, el respeto y la consideración que le guardamos por los valores morales que supo atesorar.

Siempre nos pareció increíble que un hombre de su talla careciera de vanidad. Sin embargo, esto era cierto hasta extremos asombrosos. Cómo salir triunfante sobre las tentaciones de la vana figuración cuando se es importante, cuando el nombre propio anda en boca de grandes personalidades mundiales, sin dejar de ser sólo un padre, y nada menos que un padre; un amigo, y nada menos que un amigo, y un romántico orientador de la juventud?

El Dr. Cesco supo encontrar la fórmula para ser ante todo un hombre; no un esclavo de la fama, ni un frío instrumento de la ciencia, ni un engranaje en la máquina burocrática de las organizaciones a las que perteneció. A imagen y semejanza de Dios, supo administrar los secretos que le reveló la naturaleza para hacer el bien; para servir a los demás. Y para ello renunció, sin ninguna violencia de su parte, a las tentaciones de la vida fácil para asumir plenamente la responsabilidad del deber.

Esa actitud tan suya, de despreocuparse de las menudencias formales, de no dar importancia a las ventajas materiales, de ser generoso hasta el desprendimiento total, es la actitud propia del verdadero científico. Y fue la prueba cabal de su inquebrantable fé en la vida y en los hombres. Su contacto con tanto misterio que flota en los abismos del

espacio le proporcionó la grandeza necesaria para advertir que en torno nuestro todo es efímero, menos lo que se eleva a la dimensión del servicio a la humanidad.

El Dr. Cesco emprendió este camino con tanta naturalidad que siempre se lo vió feliz y libre en el ejercicio del deber, contrastando stó con la generalidad humana que soporta sus deberes como una carga mortificante. El hombre de ciencia se descarna para servir; nada le arreda; nada le inspira temor. Y sólo se angustia cuando advierte que la dimensión de sus conocimientos no alcanza para penetrar todo lo que la vida esconde celosamente.

Pero eso mismo le fortalece en la ardua tarea de la indagación y le brinda el goce incomparable de cada descubrimiento. Esa es, y sólo esa, la felicidad del científico. A la ciencia se llega con espíritu romántico, con el corazón lleno de entusiasmos que a toda edad son juveniles, y con el alma plétórica de generosidad.

El Dr. Carlos Ulrrico Cesco fue el prototipo de ese hombre de ciencia que alcanzó la sabiduría acunando las creaciones de la inteligencia con la fragancia de las cosas del corazón. Y así se convirtió en un hombre cabal. Ni la investigación, ni la docencia, ni las graves responsabilidades que asumió, fueron, para él, una carga pesada. Es que todo se aliviana cuando se es integralmente hombre, cuando se vive para servir, cuando no se concibe la vida de otra manera.

En vida de nuestro maestro la Universidad Nacional de San Juan le otorgó el título de "Doctor Honoris Causa", nueve años atrás, porque quiso rendir homenaje en él a la virtud de saber ser, ante todo, un hombre, como lo fue el Dr. Carlos Ulrrico Cesco. Se dijo entonces que "es menester



destacar estos elevados ejemplos humanistas a la consideración del país, para que todos los argentinos demos primacía a los valores del espíritu, única forma de lograr que la ciencia y la técnica estén verdaderamente al servicio de la humanidad".

El éxito no vale por sí mismo, sino por el contenido de la obra que se obtiene. Carlos Ulrrico Cesco ha honrado a nuestra Universidad; ha honrado a la Astronomía; ha honrado a la patria, con el ejercicio de una labor científica y docente de extrema trascendencia. Y ha dado el ejemplo invaluable de su conducta. La obra, pues, fue completa y merece nuestro más profundo reconocimiento.

Esto es lo que hemos querido expresar, ante la presencia inmaterial del Dr. Carlos Ulrrico Cesco, sus compañeros de trabajo y amigos del Observatorio Astronómico "Félix Aguilar". Hemos venido aquí a pensar en voz alta o, si se quiere, a dialogar con nuestro maestro, de la misma manera que lo hacíamos en la intimidad de nuestro instituto mientras sorbíamos un café en las pausas de la investigación. Y hemos venido también a decir que no lo olvidaremos y que su presencia nos hace falta, porque nunca una persona puede ser sustituida cuando se encarna en el afecto y en el recuerdo.

(Leído por el Director del Observatorio Astronómico "Félix Aguilar", Ing. José A. López, en el foyer del Auditorio de San Juan, el 6/11/87 a las 20, al clausurarse las Primeras Jornadas Científico Tecnológicas y de Creación de la UNSJ, acto en el que se rindió homenaje al Dr. Carlos Ulrrico Cesco, fallecido el día anterior).

HOMENAJE DEL OBSERVATORIO ASTRONÓMICO "FELIX AGUILAR" AL  
DOCTOR CARLOS ULRRICO CESCO

HOMAGE OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY "FELIX AGUILAR" TO  
DR. CARLOS ULRRICO CESCO

Difícil misión es la que hoy vengo a cumplir en nombre del Observatorio Astronómico "Félix Aguilar": despedir los restos mortales de un distinguido profesor que sirvió a la Universidad Argentina por más de 30 años, eminente investigador científico, Decano de nuestra Facultad de Ingeniería, Director del Observatorio "Félix Aguilar", Doctor "Honoris Causa" de la Universidad Nacional de San Juan; pero, especialmente, porque debo dar el adiós a mi entrañable amigo, a nuestro maestro, a nuestro padre.

Difícil porque con la angustia que nos embarga en este especial momento, y la brevedad y circunspección que debe rodear este acto, resulta imposible resumir, con adecuada elocuencia, la obra que en éste su San Juan querido, su patria chica por adopción, realizara en favor de la cultura de este pueblo y, muy especialmente, en la generación y desarrollo de los estudios que lo apasionaron desde joven: la Astronomía.

No puedo sustraerme a la tentación de evocar algunas vivencias, que se remontan al momento de su llegada a San Juan en mayo de 1948 en compañía de otro grande hombre, el Dr. J.J. Nissen. Venía a retomar actividades académicas universitarias, luego de un paréntesis en que, por respetar principios de dignidad y solidaridad, dejó el Observatorio

de La Plata y debió dedicar sus energías a desarrollar actividades profesionales de agrimensura en las Islas del Delta del Paraná.

Los que tuvimos el privilegio de ser sus alumnos en aquellas primeras clases dictadas en horas de la noche, no podemos olvidar sus brillantes y didácticas exposiciones desarrolladas con la simplicidad que nuestra precaria preparación requería y, además, las charlas que las prolongaban hasta altas horas, que nos permitieron descubrir y valorar al profundo y atrapante conversador que había en él.

Sus anécdotas, ora sobre hechos ocurridos en sus andanzas por las Islas; ora sobre sus experiencias en el trato con eminentes astrónomos que tuvo el privilegio de frecuentar; otros relativos a veces a particularidades que enmarcaron el desarrollo de sus brillantes investigaciones -que en más de un centenar figuran en las principales revistas astronómicas- atrapaban de tal forma que fue frecuente encontrarlo rodeado de embobados interlocutores, especialmente jóvenes.

Las tertulias en la cocina de la vieja casa de la Avenida España, con eminentes científicos de aquí y de afuera, de las que generosamente se me permitía participar como oyente, me habilitan para testificar que trascendentes acontecimientos para la vida científica argentina, como fue, por ejemplo, la creación del Departamento de Investigaciones Científicas de la Universidad de Cuyo, nacieron al abrigo de la cocina de su casa y del sabroso café de Guillermina. Ese DIC entregaría luego a la matemática argentina, en los años 50, a un grupo de jóvenes que prestigian a la ciencia del país.

Supo, a la par de otros eminentes colegas, afirmar en la entonces incipiente vida universitaria sanjuanina, a

la idea de que no hay universidad sin investigación. Fiel a esta convicción y con la humildad que fue signo distintivo de su vida -característica de los grandes hombres- comenzó a instalar en los patios de Ingeniería, utilizando unas hojas de mampara provenientes de una demolición, la primer casilla para el anteojo de pasos, el que no sólo fue utilizado para prácticas docentes, sino que permitió, con su guía, realizar a sus alumnos sus primeros pasos en la investigación científica.

No hay duda alguna que el desarrollo de la astronomía en San Juan reconoce en Cesco la paternidad. El pueblo sanjuanino en general y la comunidad universitaria en particular supieron aquilatar el talento y condiciones humanas del Dr. Cesco, que se tradujo de inmediato en el franco apoyo que recibió para concretar la obra que ocuparía la mayor parte de sus esfuerzos: el Observatorio Astronómico "Félix Aguilar".

Cesco pudo ser un brillante astrofísico y llenarse de fama y honores, como ciertamente lo fue mientras estuvo en los EE.UU.; pero, vuelto a su país, encontró circunstancias adversas como fueron la muerte de "Don Félix", como él le llamaba afectuosamente al ingeniero Aguilar, y su posterior salida del Observatorio de La Plata, que lo indujeron a torcer el rumbo de su especialización.

Es así que, contratado por la Facultad de Ingeniería de la Universidad de Cuyo, llega a San Juan y condicionado por el medio en que debe actuar, aprovechando las vocaciones que supo descubrir y alentar, deja de lado su astrofísica y comienza a generar trabajos astrométricos, para los que sus posibles colaboradores disponían de formación básica adecuada.

Aflora así el rasgo sobresaliente de su exquisita personalidad, el de MAESTRO. Y sin ser un especialista en astrometría, forma astrómetras y coloca a su observatorio en niveles destacados en esta disciplina. Y como es verdaderamente maestro, no sólo instruye y forma intelectualmente a sus alumnos, sino que les brinda el ejemplo de su vida que fue un culto a la moral y a la ética.

Nuestro querido maestro vino por un año y se dejó atrapar por este desierto y cálido San Juan, al que contribuyó a desarrollar culturalmente con su avasallante personalidad. Su innata simpatía, sus interesantes pláticas, su sólida formación cultural, su fino sentido del humor y, fundamentalmente, su exquisito sentido de la amistad, le proporcionaron a Cesco una legión de amigos, tesoro muy apreciado y celosamente cuidado por él.

Muchos de sus íntimos, que partieron antes, hoy estarán gozando con el reencuentro en el más allá, los que hoy lloramos su partida física, seguiremos gozando del recuerdo de quien nos concedió el honor de llamarnos sus alumnos y amigos, además de marcarnos un derrotero que nos comprometemos firmemente a continuar.

Cesco nos dijo en una solemne ocasión: "Sería realmente feliz que si alguna vez se acuerdan de mí, simplemente piensen: fue bueno". Tenga la seguridad, querido maestro y amigo, que así lo recordaremos. Descanse en paz.

(Palabras del Director del Observatorio Astronómico "Félix Aguilar", Ing. José Augusto López, en el Cementerio de la Ciudad de San Juan, al despedir los restos del Dr. Carlos Ulricco Cesco, en el acto del sepelio. San Juan, 6 de noviembre de 1987).

**HOMENAJE DE LA SOCIEDAD CIENTIFICA ARGENTINA  
AL DR. CARLOS ULRRICO CESCO**

**HOMAGE OF THE ARGENTINE SCIENTIFIC SOCIETY TO  
DR. CARLOS ULRRICO CESCO**

La sociedad Científica Argentina ha sufrido un rudo golpe con la desaparición del Dr. Carlos Ulricco Cesco, un hombre dedicado por entero a la investigación y enseñanza en uno de los sectores señeros del saber universal, por así señalarlo su objetivo y haber dejado su nombre incorporado con su propio esfuerzo al lenguaje que la ciencia astronómica ha reservado a unos pocos.

La sección San Juan no puede sino lamentar tan irreparable pérdida y expresar a familiares y amigos que el hombre que hoy despide permanecerá siempre en el recuerdo de sus compañeros y ha de servir de ejemplo fiel de una vida consagrada al estudio en la búsqueda del mecanismo que sigue el Universo y en el cual desarrolla el ser humano toda su actividad vital.

Al darle el postrer adiós lo hacemos con profundo respeto ante lo inevitable, pero seguros de que su paso por el mundo será un ejemplo para las generaciones venideras.

Paz en su tumba.

(Palabras del Dr. Antonio Aguilar, en representación de la sección San Juan de la Sociedad Científica Argentina, al despedir los restos del Dr. Carlos Ulricco Cesco en el Cementerio de la Ciudad de San Juan, en el acto del sepelio. San Juan, 6 de noviembre de 1987).



# **ABUNDANCIAS QUIMICAS**





Informe Invitado

PROPIEDADES QUIMICAS DE GIGANTES ROJAS DEL PLANO  
Y DEL DISCO GALACTICO

CHEMICAL PROPERTIES OF RED GIANTS BELONGING TO THE PLANE  
AND THE GALACTIC DISK

Juan J. Clariá\*

OAC y CONICET

\* Astrónomo visitante del Observatorio Interamericano de  
Cerro Tololo (Chile), operado por AURA, Inc.

Resumen: La distribución de elementos pesados en el plano y disco de nuestra Galaxia es examinada sobre la base de nuevos datos fotométricos UBV, DDO y  $CMT_1T_2$  de gigantes rojas pertenecientes a medio centenar de cúmulos abiertos. El contenido metálico se deriva de los siguientes indicadores de abundancia:  $\delta(U-B)$ ,  $\delta CN$ ,  $\Delta(C-M)$  y  $\Delta(M-T_1)$ , los cuales recogen información tanto de la región azul-ultravioleta del espectro, como de una porción próxima al rojo. Se encuentra que: (1) En general, los parámetros  $\delta(U-B)$  y  $\delta CN$  conducen a resultados similares a los obtenidos a partir del índice  $\Delta(C-M)$  del sistema de Washington, el cual es sensible a la abundancia de hierro y elementos del grupo CNO. (2) Existen evidencias de sobreabundancias de elementos del grupo CNO en

las ramas gigantes de algunos cúmulos estudiados. (3) Independientemente de la morfología, edad o posición en la Galaxia, todas las estrellas rojas evolucionadas de un mismo cúmulo son, en general, idénticas en composición química. Esta propiedad se mantiene aún en los cúmulos aparentemente enriquecidos en elementos del grupo CNO. Se presentan argumentos que permiten descartar la convección como mecanismo de mezcla de elementos pesados desde el interior hacia la superficie de las estrellas. Si bien las metalicidades de los cúmulos más jóvenes que  $\sim 6 \times 10^8$  años no varían sistemáticamente con la edad, esta población estelar aparenta ser, en promedio, ligeramente más rica en metales que las gigantes K de la inmediata vecindad solar. Es probable que estos objetos se hayan formado a partir de un material que no estuvo suficientemente bien mezclado en los últimos  $6 \times 10^8$  años. Por otra parte, si bien los cúmulos del disco manifiestan una clara variación de la abundancia con la edad, la metalicidad de los cúmulos más jóvenes de este subsistema es similar, en promedio, a la de los objetos del plano. La existencia de un gradiente de abundancia, tanto en el plano como en el disco de nuestra Galaxia, queda claramente demostrada.

ABSTRACT: The distribution of heavy elements in the plane and the disk of our own Galaxy is examined from new UBV, DDO, and  $CMT_1T_2$  photometric data of red giants belonging to fifty open clusters. The metal content is derived from the following four abundance parameters:  $\delta(U-B)$ ,  $\delta CN$ ,  $\Delta(C-M)$ , and  $\Delta(M-T_1)$ , which take information not only from the blue-ultraviolet spectral region but also from the near red. It is found that: (1) In general, the  $\delta(U-B)$  and  $\delta CN$  parameters give results very close to those of the

Fe+CNO-sensitive  $\Delta(C-M)$  index of the Washington system. (2) CNO is enhanced with respect to the iron-peak elements in the giant branches of some clusters. (3) Regardless the morphology, age, and position in the Galaxy, all the red evolved stars in the same cluster are, in general, identical in chemical composition. This result holds for the clusters having enhancement of the CNO elements. Arguments are presented which allow us to reject the convection as a mixing mechanism of heavy elements to the surface of the stars from their interiors. Although no evidence for a variation of  $[Fe/H]$  with age in the last  $6 \times 10^8$  years is found, this stellar population appears to be, in the mean, slightly richer in metals than the average for solar neighborhood K giants. These clusters may probably have formed from material which was not sufficiently well mixed during the last  $\sim 6 \times 10^8$  years. On the other hand, although the disk clusters show a clear variation of abundance with age, the metallicity of the younger disk clusters is similar, in the mean, to those of the galactic plane. The existence of an abundance gradient in the disk and the plane of our own Galaxy is clearly demonstrated.

## I. INTRODUCCION

Es indudable que el conocimiento de las propiedades de los cúmulos estelares ha desempeñado y aún desempeña un papel fundamental en el desarrollo de la Astrofísica. Gran parte de lo que hoy sabemos acerca de la estructura y evolución de la Galaxia, e incluso acerca de la formación,

estructura y evolución de las estrellas, proviene de una manera directa o indirecta del estudio de los cúmulos estelares, tanto de sus propiedades globales, como de las propiedades individuales de sus miembros.

## II. ESTUDIO DE BIGANTES ROJAS: PRINCIPALES OBJETIVOS

Hasta hace relativamente poco tiempo, estábamos principalmente interesados en conocer las propiedades globales de los cúmulos, tales como morfología, diámetros angulares y lineales, distancias, posición en la Galaxia o función de luminosidad deducida de recuentos estelares. En verdad, todas estas propiedades pueden derivarse bastante bien, sin necesidad de conocer en detalle cada estrella. Desde ese punto de vista, conocemos bastante bien a los cúmulos estelares. Sin embargo, en lo que se refiere a las propiedades de cúmulos deducidas del conocimiento de las características individuales de cada estrella, nuestro conocimiento es bastante exiguo. Por ejemplo, sabemos bastante poco acerca de la frecuencia de binarias, de la función de masa, de la distribución de velocidades rotacionales dentro de un cúmulo, de la frecuencia y tipo de estrellas peculiares, carecemos de un buen inventario de estrellas variables, etc. Es obvio que, en general, nuestra ignorancia aumenta con la magnitud integrada del agregado.

Tal vez esto explica de alguna manera nuestro interés en determinar y analizar las propiedades astrofísicas más relevantes de los miembros de cúmulos estelares. Muy en particular, desde hace varios años hemos venido estudiando gigantes y supergigantes rojas pertenecientes a cúmulos abiertos con un amplio rango de edades. Este proyecto, al

que se agregó poco después de iniciado E. Lapasset y más recientemente D. Minitti, es bastante general y persigue diferentes objetivos, de los cuales dos quizás son los más importantes, a saber: (1) Aportar datos ópticos de gigantes y supergigantes rojas en cantidad y calidad suficientes como para ampliar nuestro conocimiento actual de la composición química de la Galaxia como un todo. Este objetivo es, por cierto, bastante amplio y ambicioso, e incluye problemas tales como la distribución de elementos pesados en el plano y en el disco, variación de abundancia con edad y posición en la Galaxia, naturaleza del gradiente galáctico de composición química, etc. (2) Investigar la estructura y morfología de la región gigantes rojas en el diagrama HR de los cúmulos abiertos. Esto implica conocer la posición de las ramas ascendentes, ubicación de los "clumps", poblaciones relativas de estrellas en fases diferentes, extensión de "carozos convectivos", etc.

Si bien este segundo punto se encuentra actualmente en pleno desarrollo, no será considerado en este trabajo. En lo que se refiere al primer objetivo, la elección de la componente estelar seleccionada se justifica por las siguientes razones: (1) Las estrellas más tardías que G0 constituyen la componente estelar más numerosa de nuestra Galaxia y de muchas otras Galaxias. (2) Las gigantes G y K pertenecen tanto a la componente plana, como a la población del disco y del halo. (3) Estas estrellas son objetos de alta luminosidad y, en consecuencia, pueden ser observados aún cuando se encuentran a grandes distancias del sol. (4) Contrariamente a lo que ocurre con las estrellas de tipos tempranos, las estrellas G y K constituyen un campo propicio para la aplicación de ciertas técnicas ópticas de observación sumamente

eficientes y expeditivas, sobre las que se basa este proyecto netamente observacional.

### III. MATERIAL OBSERVACIONAL RECOLECTADO

Hasta hoy, todo lo realizado con respecto a este proyecto se relaciona con los subsistemas plano y disco de nuestra Galaxia. El material observacional ha sido obtenido parte en el Observatorio de Kitt Peak (Estados Unidos) y la mayor parte en los Observatorios de Cerro Tololo, Las Campanas y La Silla, en Chile (ver Tabla I). Hasta el momento hemos obtenido flujos radiantes de alta precisión en las bandas de los sistemas UBV y DDO para aproximadamente 300 gigantes rojas de 70 cúmulos abiertos de ambos hemisferios celestes, la mitad de los cuales fueron también medidos en el sistema fotométrico de Washington. En general, los datos son de excelente calidad ya que los errores típicos UBV y DDO son del orden de 0.01-0.02, mientras que los del sistema de Washington no exceden unos pocos milésimos. Parte de este material ha sido ya analizado y sus resultados debidamente publicados (Clariá, 1985a, 1985b; Clariá y Lapasset, 1983a, 1983b, 1985a, 1985b, 1986a, 1986b, 1986c, 1986d). El restante material, juntamente con un análisis detallado de los resultados, será publicado en próximos estudios. En el presente trabajo se hace uso de gran parte del material obtenido hasta el momento para realizar un análisis preliminar de la distribución de metalicidades en la Galaxia. Las conclusiones acá alcanzadas podrán variar, aunque no sustancialmente, una vez que se obtengan los resultados definitivos.

TABLA I

OBSERVATORIO	PAIS	TELESCOPIOS	TURNOS
Kitt Peak	E.E.U.U.	61 y 91 cm	1
Cerro Tololo	Chile	41, 61, 91 y 100 cm	6
Las Campanas	Chile	61 cm	4
La Silla	Chile	100 cm	1

#### IV. DISTRIBUCION DE ELEMENTOS PESADOS EN EL PLANO Y EN EL DISCO

¿Cómo se distribuyen los elementos pesados en el plano y en el disco de nuestra Galaxia? En la Figura 1 puede apreciarse que sobre una muestra de 38 cúmulos jóvenes del plano galáctico, la razón  $[Fe/H]$  que nosotros derivamos no varía en forma sistemática con la edad, al menos en los últimos 600 millones de años. En dicha figura, cada círculo negro con su barra representa el promedio de metalicidades de las gigantes rojas de todo un cúmulo y su correspondiente error. Se aprecia también en la Figura 1 que, para una determinada edad, existe una apreciable dispersión en los valores de la razón  $[Fe/H]$ , resultado éste que difícilmente pueda deberse a los errores involucrados. En promedio, sin embargo, esta población aparenta ser ligeramente más abundante en metales que las gigantes K de la vecindad solar. A pesar de las imprecisiones en las metalicidades calculadas, parecería que el material a partir del cual se formaron estos objetos no estuvo suficientemente bien mezclado en los últimos 600 millones de años.



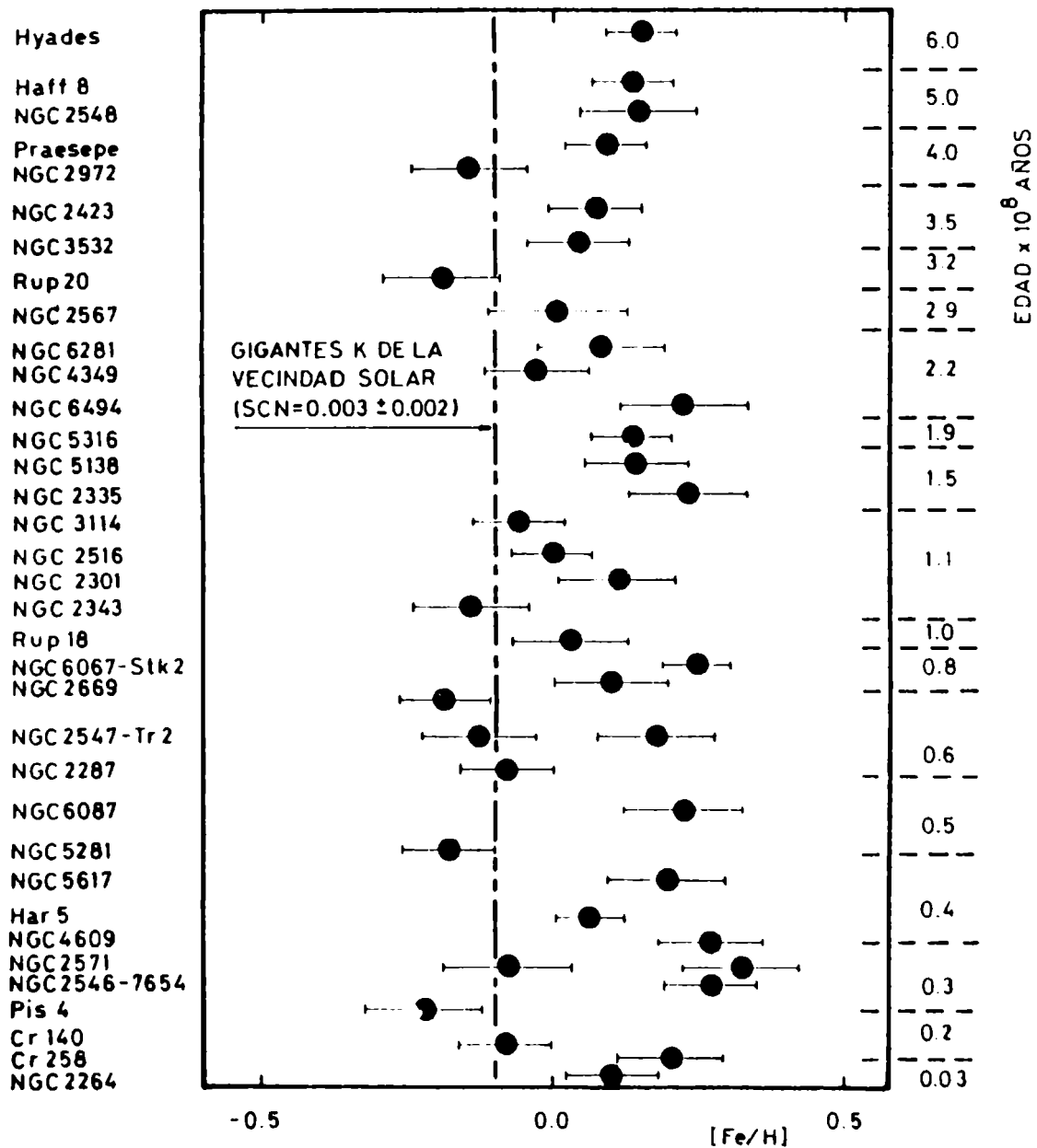


Figura 1: Variación de la razón  $[Fe/H]$  de cúmulos abiertos pertenecientes al plano galáctico en función de la edad de los cúmulos.

Los resultados correspondientes a los cúmulos del disco se ilustran en la Figura 2. Si bien en la misma se han incluido algunos resultados obtenidos por otros autores, resulta muy clara la variación de la abundancia con la edad. Todo parece indicar que los cúmulos más viejos del disco se han formado a partir de un material deficiente en metales, mientras que los cúmulos más jóvenes de este subsistema parecen haberse formado a partir de un material probablemente enriquecido por restos de generaciones estelares que los precedieron. Cabe agregar que la abundancia de los cúmulos más jóvenes del disco es similar, en promedio, a la de los cúmulos del plano.

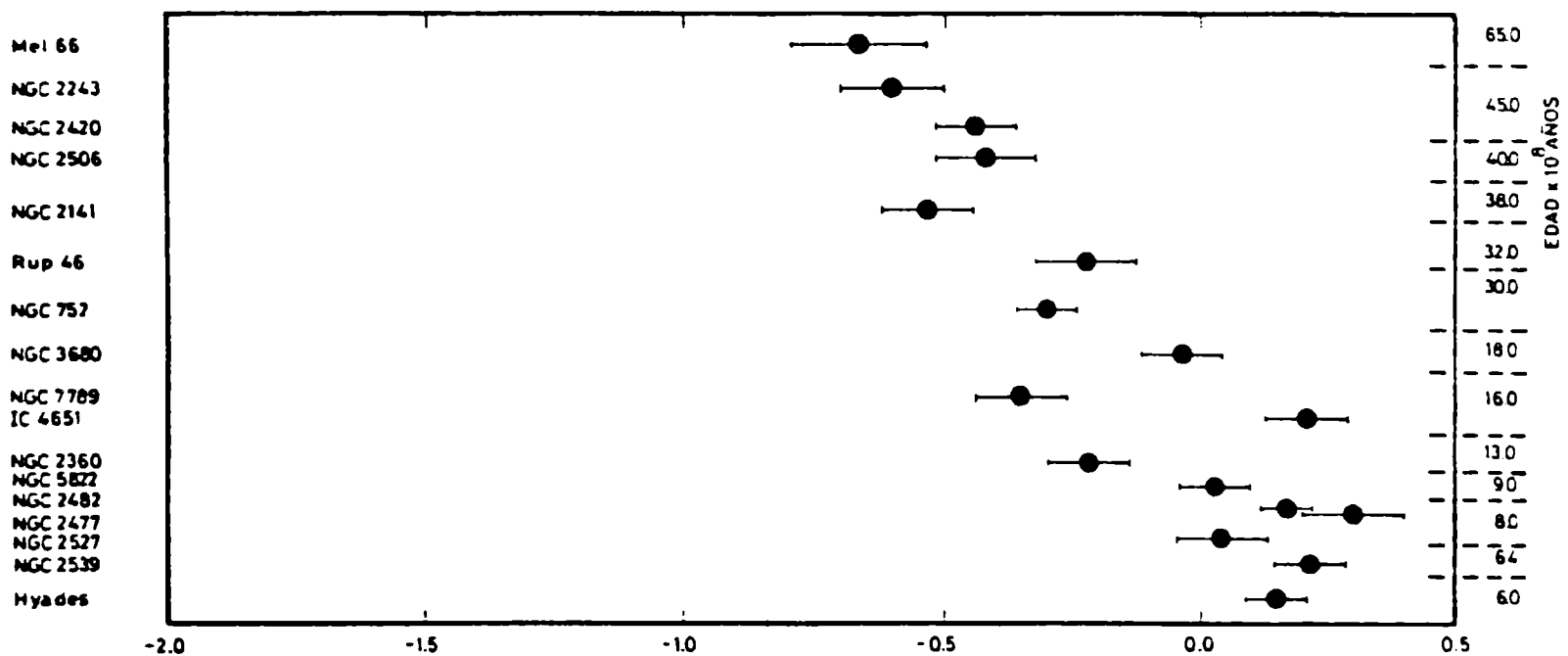


Figura 2: Variación de la razón  $[Fe/H]$  de cúmulos abiertos del disco galáctico en función de la edad de los mismos.

## V. GRADIENTE GALACTICO DE COMPOSICION QUIMICA

En la actualidad sólo tenemos una vaga idea de cómo se distribuyen los elementos pesados en nuestra Galaxia. Esto se debe quizás a que no existen procedimientos expeditivos que puedan ser aplicados a numerosos objetos y que, a la vez, suministren información en un tiempo relativamente pequeño. De los tres parámetros teóricos de composición química (X,Y,Z), el único que ha sido determinado indirectamente en un número apreciable de estrellas es Z. En realidad, lo que se determina en la mayoría de los casos es la razón  $\left[ \text{Fe}/\text{H} \right]$ , definida en la forma usual. Esta razón está íntimamente relacionada con las abundancias de los otros elementos químicos que incluye Z.

En la Figura 3 se muestra de qué manera varía la abundancia metálica en función de la distancia galactocéntrica de la muestra estudiada. Para confeccionar este diagrama, hemos promediado las metalicidades de los cúmulos en diferentes intervalos de distancias galactocéntricas, asignando pesos diferentes a cada cúmulo de acuerdo al número de gigantes rojas. Más allá de las imprecisiones involucradas, este diagrama demuestra que efectivamente existe un gradiente de composición química en nuestra Galaxia, tanto en el disco como en el plano, siendo más pronunciado en el primero de estos subsistemas. Este resultado parece demostrar que no sólo la edad, sino también y de una manera fundamental, la posición en la Galaxia determina la distribución de elementos pesados. Un simple ajuste de los puntos por cuadrados mínimos conduce a un gradiente de  $-0.09$  para el plano y  $-0.12$  para el disco.

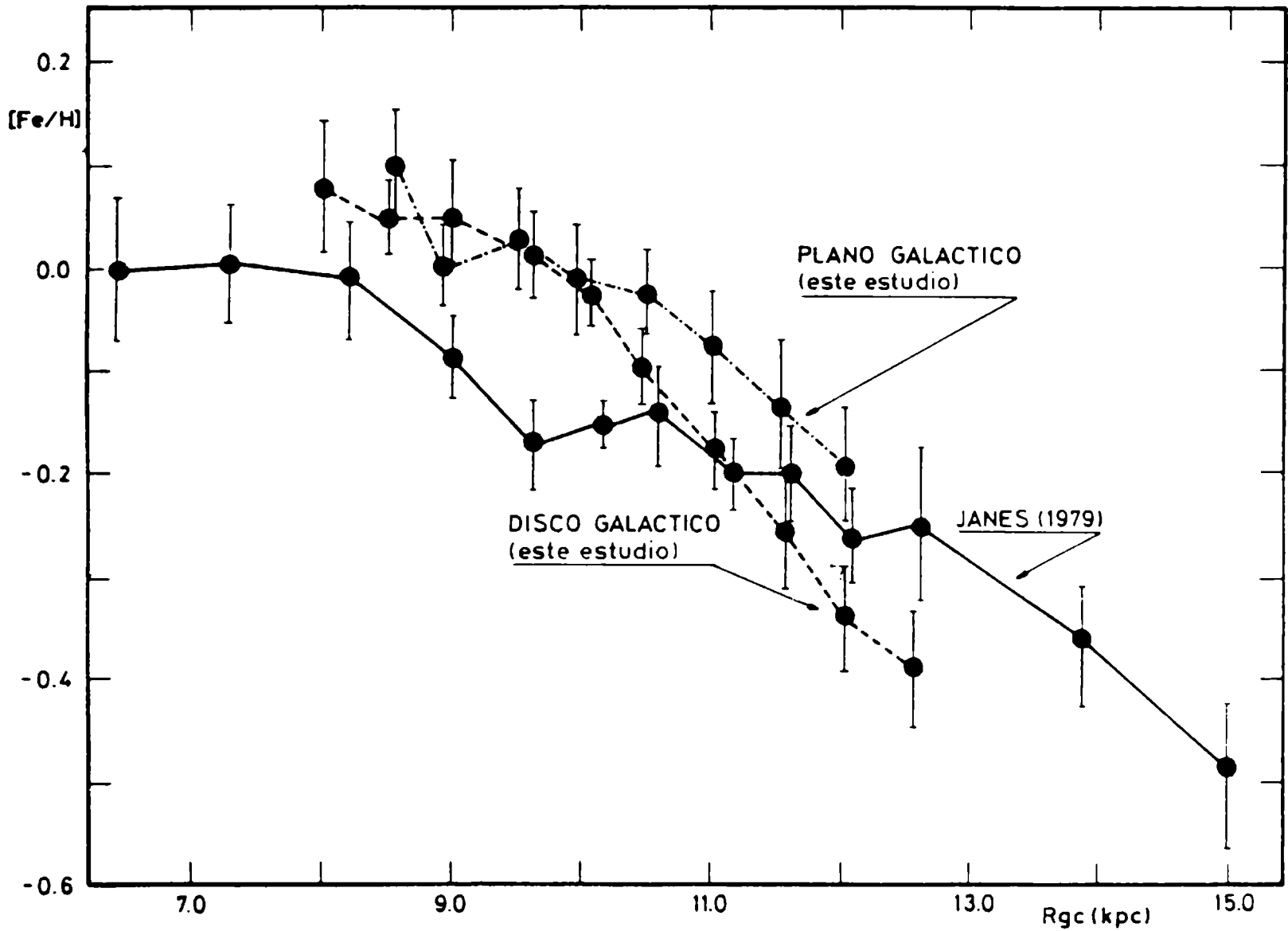


Figura 3: Variación de la razón Fe/H de la componente estelar estudiada en función de la distancia galactocéntrica. Cada punto representa el promedio de las metalicidades de grupos de cúmulos incluidos en intervalos de 500 pc de distancia. Por comparación, se muestra el gradiente galáctico de composición química obtenido por Janes (1979).

En los últimos 15 años han aparecido varios trabajos que parecen demostrar que la metalicidad en los discos de algunas galaxias externas disminuye en general a medida

que aumenta la distancia al centro. Estos trabajos netamente observacionales, juntamente con una serie de predicciones teóricas de gradientes de composición química en galaxias externas, parecerían demostrar que una propiedad general de los discos galácticos podría estar representada por algún tipo de variación de composición química a gran escala de los mismos.

Sin embargo, con respecto a nuestra Galaxia, existe cierta contradicción o al menos cierta confusión, en lo que se refiere a la naturaleza real del gradiente químico. En efecto, si sólo consideramos algunos de los estudios ópticos más relevantes, podemos notar que mientras Glegg y Bell (1973), por ejemplo, usando datos uvby de estrellas F, o Jennes y Helfer (1975) usando datos UBVIyz de gigantes G y K, no encuentran variación alguna de abundancia con posición en la Galaxia, otros autores tales como Mayor (1976), D'Odo-rico y otros (1976), Hawley (1978) y Peimbert y otros (1978), han demostrado que este gradiente existe tanto en la componente estelar como en la gaseosa, aunque desde el punto de vista cuantitativo las diferencias o las inconsistencias son apreciables.

Uno de los estudios ópticos más completos sobre esta materia ha sido realizado por Janes (1979), usando fotometría DDO de gigantes G y K del campo y de cúmulos abiertos; es decir, componente estelar y técnicas más o menos parecidas a las nuestras. Sus resultados, visibles en la Figura 3, abarcan 8 kpc de distancias galactocéntricas y no 5 kpc como en nuestro caso. Si comparamos nuestros resultados con los de Janes, notamos razonable coincidencia desde el punto de vista cualitativo, no así en cambio desde el punto de vista cuantitativo. En efecto, una simple regresión lineal de los datos muestra que nuestro gradiente supera en aproximadamente un factor dos al de Janes.

## VI. ORIGEN DE LOS DEBACUERDOS

¿A qué se deben las discrepancias antes mencionadas? ¿Cuál es su verdadero origen? Nosotros creemos que estos resultados aparentemente contradictorios podrían quizás deberse al hecho de que, en la mayoría de los casos, el contenido metálico proviene de una determinación fotométrica, basada por lo general en algún sistema definido en la porción verde-azul o azul-violeta del espectro. Cuando la información de abundancia se extrae de otra región, roja o infrarroja por ejemplo, pueden surgir algunas inconsistencias. Un ejemplo típico es el cúmulo globular 47 Tucanae, para el cual Osborn y McClure (1974) obtienen  $[Fe/H] = -0.5$  (moderadamente pobre en metales) a partir de datos DDO, mientras que Pilachowski y colaboradores (1980) obtienen  $[Fe/H] = -1.2$ , ya sea usando datos espectroscópicos de alta dispersión o datos fotométricos de la región roja-infrarroja del espectro. Estas inconsistencias pueden deberse a que, para las estrellas G y K, los parámetros de abundancia basados en la región verde-azul o azul-violeta del espectro están afectados por la presencia de bandas moleculares de compuestos de CN y CH, es decir, elementos del grupo CNO. En otras palabras, creemos que estos parámetros pueden depender de la razón  $[Fe/CNO]$ , la cual a su vez, puede ser una función más o menos compleja de la edad y la posición en la Galaxia.

## VII. SISTEMA $CMT_1 T_2$ : PRINCIPALES PROPIEDADES

Desde el punto de vista observacional sería indudablemente de gran interés disponer de una técnica que permita separar el efecto blanketing molecular debido a las bandas

de CN y CH, del blanketing metálico debido a las líneas específicas del hierro. Precisamente, esta separación puede hacerse usando el sistema  $CMT_1T_2$  desarrollado no hace mucho por Canterna (1976).

Este sistema incluye 4 filtros de bandas anchas centrados aproximadamente en 3900, 5100, 6300 y 8000 Å y ha sido definido para ser usado con una fotomultiplicadora RCA 31034 de Ga-As, la cual tiene una alta eficiencia cuántica de casi el 50% en el U cercano y una excelente respuesta en el rojo hasta cerca de 9000 Å.

Este nuevo sistema, usado hasta hoy casi con exclusividad por Canterna y sus colaboradores, fue definido con el principal objetivo de obtener temperaturas superficiales de alta precisión, abundancias metálicas y un índice de CN de estrellas G y K. Para el estudio de estas estrellas, el sistema presenta claras ventajas respecto del clásico sistema UBV. Entre otras, podemos recordar que el sistema UBV no permite separar el blanketing metálico del molecular, ni dispone de un buen indicador de temperatura para estrellas G y K. Para peor, Bohm-Vitense (1973) y Bell y Gustaffson (1975) han mostrado que el índice (U-B) es completamente insensible a metalicidad para gigantes de población II con  $[Fe/H]$  menor que -0.5 y (B-V) mayor que 0.90.

Las bandas  $T_1$  y  $T_2$  se han elegido de tal manera que yacen en una región prácticamente libre de blanketing metálico y molecular. El índice ( $T_1-T_2$ ) tiene en consecuencia el mismo excelente grado de sensibilidad a la temperatura que el (R-I) del sistema de Johnson para estrellas G y K. Por su parte, la banda M yace en una región que incluye líneas metálicas (particularmente de hierro) y evita las bandas de CN en 3595, 3883 y 4215 Å y la banda G en 4300 Å. Finalmente, la banda C se eligió de tal manera que incluya los

efectos totales del blanketing molecular en las estrellas G y K. También incluye líneas metálicas.

El sistema  $CMT_1T_2$  es más eficiente que el UBV, ya que no sólo brinda mayor y más precisa información, sino que a igualdad de telescopio, requiere mucho menor tiempo de observación para permitir determinar temperatura y abundancia.

Con los 4 filtros se definen tres índices de color:  $(T_1-T_2)$ , un indicador de temperatura prácticamente independiente de efectos de luminosidad y abundancia;  $(M-T_1)$ , indicador de abundancia metálica (particularmente hierro) basado en la región verde-roja del espectro, y  $(C-M)$ , un parámetro sensible a la abundancia de hierro y elementos del grupo CNO, basado en la región azul-verde del espectro.

#### VIII. USO COMBINADO DE FOTOMETRIA UBV Y DDO

Nuestra experiencia previa nos ha mostrado que si se miden flujos radiantes de gigantes rojas en las bandas de los sistemas UBV y DDO y se combinan estos datos, es posible:

(1) Minimizar efectos de contaminación por estrellas del campo. Para ello hemos definido y estamos usando criterios fotométricos que permiten separar bastante bien gigantes rojas de un cúmulo, de estrellas tardías (evolucionadas o no) del campo (Clariá y Lapasset 1983a, Clariá 1985a).

(2) Determinar enrojecimiento interestelar de estrellas tardías usando un procedimiento iterativo descrito por Janes (1977).

(3) Calcular anomalías de cianógeno  $\delta$  CN (Janes 1975) y determinar las propiedades fundamentales de las atmósferas de las gigantes rojas, esto es, gravedades superficiales y temperaturas efectivas (Osborn 1973, 1979; Osborn y Clariá 1976).



(4) Estimar masas (Clariá y Lapasset 1983a), luminosidades intrínsecas (Janes 1975), abundancia de helio (Osborn y Clariá 1976), y otros parámetros.

De lo expresado precedentemente se desprende que las técnicas fotométricas UBV, DDO y  $CMT_1T_2$  son complementarias en varios aspectos. Su aplicación simultánea a las gigantes rojas permite, no sólo determinar las principales propiedades astrofísicas de estas estrellas, sino también examinar el grado de enriquecimiento o sobreabundancia de elementos del grupo CNO en las atmósferas de las mismas.

## IX. INDICADORES FOTOMETRICOS DE COMPOSICION QUIMICA

La determinación de la razón  $[Fe/H]$  de la rama gigante de cada cúmulo se llevó a cabo a partir de la información fotoeléctrica recogida tanto de la región azul-ultravioleta, como de una región próxima al rojo. De esta manera, no sólo es posible estimar la  $[Fe/H]$ , sino que además es posible detectar posibles sobreabundancias de compuestos moleculares que incluyen elementos del grupo CNO.

El primer indicador de abundancia utilizado proveniente de la región azul-violeta del espectro, es el índice  $C_0(41-42)$  de la fotometría DDO, desafectado de absorción interestelar. Este es un excelente indicador de la intensidad de la banda de CN en  $4215 \text{ \AA}$  de estrellas G y K. Cuanto mayor es este índice, mayor es la absorción producida por dicha banda. Para cada gigante roja calculamos la anomalía de nitrógeno ( $\delta CN$ ), esto es, el exceso (o deficiencia) en magnitud de dicho índice respecto del valor normal correspondiente a una estrella de la misma gravedad y temperatura que la estrella en cuestión. Para lograr esto usamos relaciones del siguiente tipo:

$$\begin{aligned}
EC(45-48) &= \alpha_1 E(B-V) & \rightarrow & C_0(45-48) = C(45-48) - EC(45-48) \\
EC(42-45) &= \alpha_2 E(B-V) & \rightarrow & C_0(42-45) = C(42-45) - EC(42-45) \\
EC(41-42) &= \alpha_3 E(B-V) & \rightarrow & C_0(41-42) = C(41-42) - EC(41-42)
\end{aligned}$$

en las cuales los coeficientes  $\alpha_i$  los obtuvimos de las curvas de enrojecimiento de Whitford (1958), Whiteoak (1966), Nandy y otros (1975) y Schild (1977). Los valores extremos de los  $\alpha_i$  son:  $0.30 \leq \alpha_1 \leq 0.35$ ,  $0.21 \leq \alpha_2 \leq 0.24$ ,  $0.06 \leq \alpha_3 \leq 0.09$  y, en general, la elección de los mismos no influye mayormente en los resultados. Los valores adoptados fueron:  $\alpha_1 = 0.32$ ,  $\alpha_2 = 0.23$  y  $\alpha_3 = 0.08$ .

Cuando la precisión de los datos (U-B) lo justifica, examinamos también la abundancia de los elementos pesados a partir de otro indicador de la región azul-ultravioleta del espectro: el exceso ultravioleta  $\delta(U-B) = (U-B)_0 - (U-B)_n$ . Este parámetro se calculó con respecto a las gigantes K del campo y no, como suele ser usual, respecto de las gigantes de las Hyades. Para el cálculo usamos una expresión del siguiente tipo (Janes 1979):

$$E(U-B) = \left[ 0.32(B-V) - 0.25(B-V) + 0.62 \right] E(B-V),$$

la cual reproduce dentro del 1% del  $E(B-V)$  los resultados de Crawford y Mandwewala (1976) en el rango G2III a K5III.

Usamos además dos indicadores de abundancia adicionales, denotados  $\Delta(C-M)$  y  $\Delta(M-T_1)$ , basados en la región verde-azul y verde-roja del espectro. Cada uno de éstos representa el exceso (en magnitudes) del índice de color respectivo, desafectado de absorción interestelar, respecto del valor normal de una estrella con igual  $(T_1-T_2)_0$  que la estrella en cuestión. Es decir:

$$\Delta(C-M) = (C-M)_0 - (C-M)_n$$

$$\Delta(M-T_1) = (M-T_1)_0 - (M-T_1)_n$$

Canterna (1976) pudo demostrar que  $\Delta(M-T_1)$  es prácticamente independiente del enrojecimiento y de la luminosidad en el rango G2-K5. Para calcular estos parámetros usamos las siguientes relaciones derivadas por Canterna y Harris (1979):

$$E(C-M) = 1.10 E(B-V)$$

$$E(M-T_1) = 0.95 E(B-V)$$

$$E(T_1-T_2) = 0.72 E(B-V)$$

Canterna y Harris (1979) calibraron empírica y teóricamente los parámetros  $\Delta(C-M)$  y  $\Delta(M-T_1)$  en términos de la  $[Fe/H]$ . En el primer caso, usaron razones  $[Fe/H]$  de 38 gigantes G y K determinadas a partir de espectros de alta dispersión. En el segundo caso, usaron modelos de atmósferas de Bohm-Vitense y Szkody (1974) en un rango de temperaturas, gravedades y metalicidades similar al de las estrellas usadas para determinar la calibración empírica. Las relaciones empíricas y teóricas obtenidas presentan un excelente acuerdo, de manera que pueden ser usadas indistintamente. Por razones de sencillez hicimos uso siempre de la calibración empírica. Recientemente, Canterna y otros (1986) han publicado una calibración empírica revisada, la cual presenta leves diferencias con respecto a  $\Delta(M-T_1)$  y cambios apreciables con respecto al punto cero del parámetro  $\Delta(C-M)$ .

Al igual que  $\Delta(C-M)$  y  $\Delta(M-T_1)$ , los parámetros  $\delta(U-B)$  y  $\delta CN$  han sido calibrados en función de  $[Fe/H]$  por diversos autores. En el presente trabajo hemos usado las relaciones derivadas por Janes (1975, 1979). Denotaremos en adelante con  $[Fe/H]_{DDO}$ ,  $[Fe/H]_{UBV}$ ,  $[Fe/H]_{CM}$  y  $[Fe/H]_{MT}$  las razones hierro a hidrógeno determinadas a partir de los

parámetros  $\delta(U-B)$ ,  $\delta CN$ ,  $\Delta(C-M)$  y  $\Delta(M-T_1)$ , respectivamente.

Puesto que los índices  $C_O(41-42)$  y  $\Delta(C-M)$  recogen información de la misma región espectral, deberían conducir a resultados aproximadamente similares. Es decir,

$[Fe/H]_{DDO}$  y  $[Fe/H]_{CM}$  deberían ser muy parecidos. Si esto ocurre a su vez con la  $[Fe/H]_{MT}$ , adoptamos para esa estrella el promedio de las 3 determinaciones. Si, por el contrario, la diferencia  $\Delta F = |[Fe/H]_{MT} - [Fe/H]_{CM}|$  es significativa, interpretamos ese resultado como debido a la contaminación de CN y CH en la atmósfera de la estrella considerada. Esta es evidentemente una decisión crucial. Teniendo en cuenta los errores típicos la fotometría de Washington y las imprecisiones involucradas en las respectivas calibraciones, adoptamos el valor  $\Delta F = 0.4$  como cota mínima, para la detección fotométrica de contaminación de CN y CH.

#### X. HOMOGENEIDAD QUIMICA DE GIGANTES ROJAS

Los resultados de abundancia obtenidos demuestran que, en general, existen variaciones de un sistema a otro. Tal como deberíamos esperar, la razón  $[Fe/H]_{DDO}$  presenta un buen acuerdo con  $[Fe/H]_{CM}$  en la gran mayoría de los sistemas observados. En algunos cúmulos, el valor medio de los índices de contaminación  $\Delta F$  supera el valor límite de 0.4, indicando que las atmósferas de las gigantes rojas del cúmulo considerado están probablemente enriquecidas en elementos del grupo CNO. Como ejemplos de ramas gigantes posiblemente contaminadas en CNO pueden citarse las de NGC 2482 (Clariá y Lapasset 1983a), NGC 5822 (Clariá y Lapasset 1985a) y NGC 2539 (Clariá y Lapasset 1986a). Debe destacarse, sin embargo, que el aparente enriquecimiento en CNO de estos cúmulos

disminuye, o incluso desaparece, si se utiliza la calibración revisada de Canterna y otros (1986).

Por otra parte, existe una marcada uniformidad en los valores individuales de los distintos indicadores de abundancia. Esta homogeneidad química ocurre no sólo para las gigantes rojas, sino incluso también para las estrellas de la pseudo-rama horizontal, usualmente interpretadas como objetos que han pasado la etapa del fogonazo de helio y se encuentran en un estado evolutivo en el cual comienza a quemarse el helio del corazón convectivo de la estrella.

Este último resultado es en general una propiedad común a todos los cúmulos estudiados. Es decir, independientemente de la morfología, edad o metalicidad, todas las estrellas rojas evolucionadas de un mismo cúmulo abierto son, en general, idénticas en composición química. En algunos cúmulos, existen claros indicios de contaminación por elementos del grupo CNO, pero aún en ellos la homogeneidad química es una propiedad característica. Sólo unas pocas estrellas individuales de unos pocos cúmulos parecen apartarse de la tendencia general. En la Tabla II se muestran precisamente algunas de estas excepciones. Puede notarse en esta tabla la diferencia de los parámetros de abundancia de cada estrella respecto de los valores medios de cada cúmulo. Posibles anomalías en la evolución de estas estrellas podrían tal vez explicar estos casos excepcionales.

La comprobada homogeneidad química en los cúmulos abiertos estudiados nos sugiere al menos un par de interpretaciones. En primer lugar, creemos que es poco probable que en las estrellas de los cúmulos abiertos se hayan mezclado por convección elementos químicos desde el interior hacia la

superficie, o en todo caso, si este proceso realmente aconteció, los efectos no parecen ser detectables fotométricamente. En los casos de evidente sobreabundancia de CNO, una posibilidad es que el sistema se haya formado directamente a partir de un gas ya contaminado por elementos del grupo CNO. En segundo lugar, la uniformidad en la composición química de los cúmulos abiertos permite eliminar la posibilidad de que las estrellas de estos cúmulos puedan provenir de diferentes generaciones estelares, tal como parece acontecer en varios cúmulos globulares. En efecto, numerosas observaciones demuestran que en general hay fuertes variaciones de abundancia entre las estrellas de un mismo cúmulo globular (Hesser y otros 1977). Omega Centauri y M22 son dos ejemplos dramáticos (Smith 1987). Para explicar estas diferencias observadas podríamos presentar varias alternativas. Aquella que nos parece quizás la más razonable consiste en aceptar que la causa principal radica en la diferencia de masas y edades típicas de las dos clases de agregados considerados. Los cúmulos globulares, al ser más masivos, podrían estar en condiciones de producir una segunda o quizás tercera generación de estrellas con diferentes composiciones. Por el contrario, los cúmulos abiertos con masas considerablemente menores, es probable que no puedan retener los materiales eyectados por la primera generación de supernovas. En síntesis, la uniformidad química observada en los cúmulos abiertos parecería demostrar que en todos los casos estamos observando la abundancia metálica inicial u original, contaminada o no por CNO, de estos sistemas.

TABLA II

Gi-gantes rojas con inhomogeneidades químicas en cúmulos abiertos

CUMULO	ESTRELLA	$\delta_{CN}$	$\overline{\delta_{CN}}$	$\Delta(C-M)$	$\overline{\Delta(C-M)}$	$\Delta(M-T_1)$	$\overline{\Delta(M-T_1)}$
NGC 2204	1329	0.087	-0.053	-	-	-	-
NGC 2423	1	-0.056	+0.073	-0.045	-0.149	0.071	0.014
NGC 4349	174	0.072	0.010	-0.117	0.005	0.016	0.023
NGC 5316	45	-0.004	0.075	-0.164	-0.249	0.004	-0.031
Me1 66	4326	0.066	-0.066	-	-	-	-
IC 4651	23	0.120	0.071	-0.210	-0.136	-0.020	0.001

El autor agradece a las autoridades del Observatorio de Cerro Tololo y del Observatorio de Las Campanas por haber permitido el acceso a sus instalaciones. Se agradece también la colaboración prestada por los Sres. J. Laborde y J.L. Vittor en la confección de los dibujos. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) de la República Argentina.

REFERENCIAS

- Bell, R.A. y Gustaffson, B. 1975, in Multicolour Photometry and the Theoretical HR Diagram, A.G.D. Philip, Ed., Dudley Obs.
- Bohm-Vitense, E. 1973, Astron. Astrophys. **24**, 447.
- Bohm-Vitense, E. y Szkody, P. 1974, Astrophys. J. **193**, 607.
- Canterna, R. 1976, Astron. J. **81**, 228.
- Canterna, R. y Harris, H.C. 1979, en "Problems of Calibration of Multicolour Photometric Systems", Ed. A.G.D. Philip, Dudley Obs., Schenectady, p. 199.
- Canterna, R.; Geisler, D.; Harris, H.C.; Olszewski, E. y Schommer, R. 1986, Astron. J. **92**, 79.
- Claria, J.J. 1985a, Astron. Astrophys. Suppl. **59**, 195.

- Clariá, J.J. 1985b, Bol. Asoc. Arg. Astron. 30, 53.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1983a, Astrophys. & Astron. 4, 117.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1983b, Primer Encuentro de Astrónomos Iberoamericanos, Granada (España), p. 57.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1985a, M.N.R.A.S. 214, 229.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1985b, Bol. Asoc. Arg. de Astron. 30, 66.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1986a, Astrophys. J. 302, 656.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1986b, Astron. J. 91, 326.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1986c, Bol. Asoc. Arg. de Astron. 31, 381.
- Clariá, J.J. y Lapasset, E. 1986d, Bol. Asoc. Arg. de Astron. 31, 392.
- Clegg, R.E.S. y Bell, R.A. 1973, M.N.R.A.S. 163, 13.
- Crawford, D.L. y Mandwewala, N. 1976, P.A.S.P. 88, 917.
- D'Odorico, S.; Peimbert, M. y Sabbadin, F. 1976, Astron. Astrophys. 47, 341.
- Hawley, S.A. 1978, Astrophys. J. 224, 417.
- Hesser, J.E.; Hartwick, F.D.A. y McClure, R.D. 1977, Astrophys. J. Suppl. 33, 471.
- Janes, K.A. 1975, Astrophys. J. Suppl. 29, 161.
- Janes, K.A. 1977, P.A.S.P. 89, 576.
- Janes, K.A. 1979, Astrophys. J. Suppl. 39, 135.
- Jennens, P.A. y Helfer, H.L. 1975, M.N.R.A.S. 172, 701.
- Mayor, M. 1976, Astron. Astrophys. 48, 301.
- Nandy, K.; Thompson, G.I.; Jamar, C.; Monfils, A. y Wilson, R. 1975, Astron. Astrophys. 44, 195.
- Osborn, W. 1973, Astrophys. J. 186, 725.



- Osborn, W. 1979, en "Problems of Calibration of Multicolour Photometric Systems", Ed. A.G.D. Philip, Dudley Obs., Schnectady, p. 115.
- Osborn, W. y Clariá, J.J. 1976, en "Abundance Effects in Classification", Ed. B. Hauck y P.C. Keenan, Reidel Publ. Co., Dordrecht, p. 101.
- Osborn, W. y McClure, R.D. 1974, M.N.R.A.S. 189, 405.
- Peimbert, M.; Torres-Peimbert, S. y Rayo, J.F. 1978, Astrophys. 220, 516.
- Pilachowski, C.A.; Canterna, R. y Wallerstein, G. 1980, Astrophys. J. Lett. 235, L21.
- Schild, R.E. Astron. J. 82, 337.
- Smith, G.H. 1987, P.A.S.P. 99, 67.
- Whiteoak, J.B. 1966, Astrophys. J. 144, 305.
- Whitford, A.E. 1958, Astron. J. 63, 201.

Comunicación

**ANÁLISIS DE LA ESTRELLA EXTREMA DE HELIO DEFICIENTE EN  
HIDROGENO HD 168476**

**ANALYSIS OF THE HYDROGEN DEFICIENT HELIUM STAR HD 168476**

G.E. Bobatto<sup>1,2</sup>, L.A. Milone<sup>1</sup> y M.M. Villada de Arnedo<sup>1</sup>

1: Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina

2: Facultad de Matemática, Astronomía y Física (IMAF), Univ.  
Nac. de Córdoba, Argentina.

**RESUMEN:** Utilizando material espectrográfico de alta dispersión, se hace un análisis físico y químico de la estrella extrema de He HD 168476. Generalmente hemos empleado  $\log gf$  de la compilación del National Bureau of Standards, en tanto para los elementos de la familia del Fe en su primer estado de ionización, se utilizaron los valores de Warner corregidos según Milone-Milone. Fue prácticamente imposible determinar a partir de las observaciones, una temperatura de excitación, o de ionización, ya que resultan valores muy distintos según sea el elemento analizado. Por lo tanto, se adoptó  $T = 12.300$  K como temperatura representativa para la atmósfera. Utilizando aquellos elementos que tienen curvas de crecimiento bien definidas, se determinó la velocidad de turbulencia

haciendo ajustes de las curvas que se consideran compatibles con las observaciones. La velocidad de turbulencia se determina mal, encontrándose:  $0 \leq V_t \leq 20$  km/seg para el valor más probable. Esta incerteza en  $V_t$  introduce errores en las abundancias que, en casos extremos, llegan a 0.6 dex. En lo que a abundancias se refiere, nuestros resultados confirman los publicados anteriormente en el trabajo clásico de Hill. Este trabajo será publicado in extenso en otro lugar.

ABSTRACT: Employing high dispersion spectrographic material, a chemical and physical analysis of the atmosphere of the extreme helium star HD 168476 is made. Log gf values from the National Bureau of Standards compilation were preferently used. For the singly ionized elements of the iron group, Warner's values corrected as suggested by Milone-Milone were used. It was almost impossible to derive neither an excitation temperature nor a ionization one, as quite different values result depending on the element. The value  $T = 12300$  K was finally adopted. The turbulent velocity (its most probably value) is also poorly determined:  $0 \leq V_t \leq 20$  km/sec; the mean weighted value (as derived from several elements) is  $V_t = 5$  km/sec. The uncertainty in  $V_t$  affects abundances as much as 0.6 dex. The abundances we have found are in good agreement with the values reported in Hill's classical paper. This paper will be published in full elsewhere.

# **ASTROFISICA SOLAR**



**ANALISIS DE ESTABILIDAD TERMICA DE ARCOS MAGNETICOS  
CORONALES**

**THERMAL STABILITY ANALYSIS OF CORONAL LOOPS**

D. Gómez\*, A. Sicardi Schifino\*\* y C. Ferro Fontán\*\*

\* IAFE (CONICET)

\*\* FCEN (UBA)

**RESUMEN:** Los arcos magnéticos coronales confinan una columna de plasma tenue ( $n=10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) y caliente ( $T=10^6 \text{ K}$ ), cuyos extremos están en contacto con el fluido mucho más denso y frío que constituye la fotosfera. Se analiza la estabilidad lineal de los equilibrios dinámico y térmico de dicho plasma. Se utilizó para ello un formalismo basado en métodos de la termodinámica irreversible, el cual a partir de la estructura de las ecuaciones establece si es posible obtener un principio variacional para el estudio de la estabilidad. En los casos en que esto resulta factible, la teoría construye sistemáticamente dicho principio. Se comparan y discuten las condiciones de estabilidad calculadas en este trabajo con los resultados existentes en la literatura, los cuales fueron obtenidos a partir de métodos standards.

**ABSTRACT:** The coronal loops confine a low density ( $n=10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ) and hot plasma ( $T=10^6 \text{ K}$ ), whose ends interact with the much denser and hotter photospheric fluid. The linear

stability of the dynamical and thermal equilibria of the coronal plasma is analyzed. A formalism based on methods of irreversible thermodynamics was used, which systematically builds up (whenever it is possible) a variational principle for studying the stability. The stability conditions derived in this work are compared with results available in the literature, which were obtained by standard stability methods.

## I. INTRODUCCION

Puesto que el plasma coronal es observado en rayos X blandos durante tiempos muy superiores a los de enfriamiento conductivo o radiativo, el estudio de las soluciones estáticas de la ecuación de balance energético adquiere particular interés.

Varios modelos de equilibrio térmico han sido propuestos (Rosner, Tucker y Vaiana, 1978; Withbroe, 1981). De los mismos, es posible derivar una "ley de escala" que es una relación entre magnitudes medibles, como son la temperatura máxima del loop, la presión y su longitud. Esta ley tiene la ventaja de describir con pocos parámetros las características globales de los loops y de coincidir razonablemente con las correlaciones observadas entre dichos parámetros (Emslie y Machado, 1979). Desafortunadamente esta ley es esencialmente independiente de la tasa de calentamiento del plasma coronal y, en consecuencia, la observación del estado de equilibrio no brinda mayor información acerca de los procesos físicos que producen el calentamiento.

Por otra parte, si bien una solución estática es matemáticamente posible, no será físicamente realizable a menos que sea estable frente a pequeñas perturbaciones. Es un hecho conocido que el decrecimiento con la temperatura de la función de pérdidas radiativas, conduce a evoluciones inestables del plasma coronal. Este hecho puede verse compensado por el efecto estabilizante de la conducción térmica hacia la base de los arcos magnéticos (loops). También la tasa de calentamiento puede desempeñar un papel importante en la estabilidad.

De manera que el hecho observacional de que los loops existan, puede decirnos más acerca del calentamiento coronal (al analizar su estabilidad) que las más precisas observaciones de la estructura térmica de equilibrio (Craig y otros, 1978).

## II. BALANCE ENERGETICO

Sea un loop coronal de semilongitud  $L$  (ver Figura 1) y sección constante. Las líneas de campo magnético que definen el loop son paralelas al eje  $z$ . Las ecuaciones hidrodinámicas adimensionales son:

$$\partial_t n = - \partial_z (nv) \quad , \quad (1)$$

$$d_t v = - \frac{1}{n} \partial_z p + g \quad , \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} d_t p + \frac{5}{2} p \partial_z v = \partial_z (K_0 T^{5/2} \partial_z T) + E - n^2 \psi(T) \quad , \quad (3)$$

donde  $n$  es la densidad electrónica (o iónica),  $T$  la temperatura,  $p$  la presión,  $v$  la velocidad,  $g$  la gravedad superficial,  $E$  la tasa de calentamiento,  $\psi$  la función de pérdidas



radiativas y  $K_0$  el coeficiente de conductividad térmica de Spitzer.

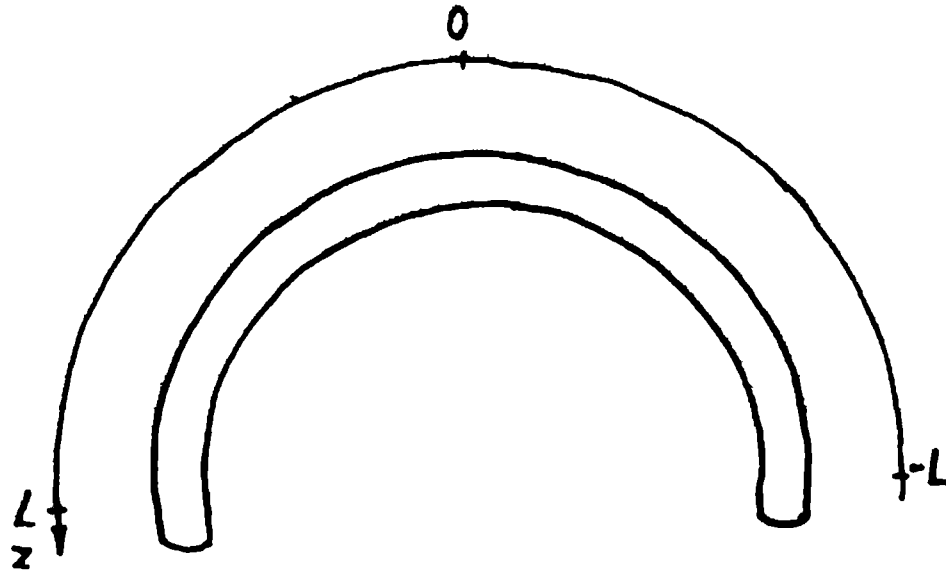


Figura 1: Esquema de un arco magnético coronal.

Estas ecuaciones se complementan con la ecuación de estado:

$$p = 2nT. \quad (4)$$

Puesto que la escala de alturas (distancia típica de decaimiento de la presión en equilibrio hidrostático) es en la corona superior al tamaño del loop, es usual suponer que la presión a lo largo del loop se mantiene constante. Bajo esta aproximación, las ecuaciones (1)-(4) se reducen, en el caso estático, a una ecuación diferencial de segundo orden para la temperatura. En la Figura 2 se muestra esquemáticamente el comportamiento de las distintas cantidades en el equilibrio. Se observa que la temperatura presenta una muy

delgada región de transición, mientras que la corona es prácticamente isoterma. Este comportamiento se debe a la marcada no linealidad del término de flujo conductivo.

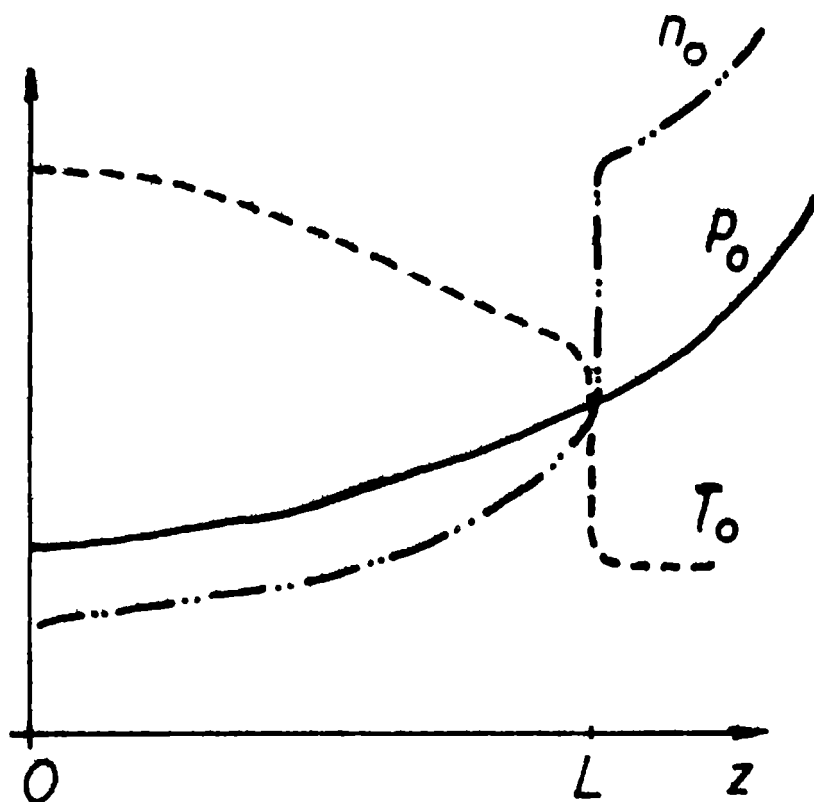


Figura 2: Comportamiento cualitativo de la densidad ( $n_0$ ), presión ( $p_0$ ) y temperatura ( $T_0$ ) de equilibrio.

Promediando espacialmente estas ecuaciones, se obtienen las mencionadas leyes de escalas:

$$n_{11} = 0.84 T_7^2 \cdot L_{10}^{-1} \quad , \quad (5)$$

$$E = 0.47 T_7^{7/2} \cdot L_{10}^{-2} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} \quad (6)$$

donde:  $T_7 = \frac{T}{10^7 \text{K}}$  ,  $n_{11} = \frac{n}{10^{11} \text{cm}^{-3}}$  ,  $L = \frac{L}{10^{10} \text{cm}}$

### III. ANALISIS DE ESTABILIDAD

La estabilidad lineal de equilibrios estáticos de loops coronales ha sido investigada por varios autores, pero con diferentes conclusiones. Antiochos (1979) halló que los loops térmicamente aislados -es decir con flujo conductivo nulo en las bases- son inestables. Resultados similares fueron obtenidos por Hood y Priest (1980). En cambio Chiuderi y otros (1981) y Mc Clymont y Craig (1985a-b) encuentran que los modelos son estables o muy débilmente inestables. El origen de esta diferencia radica en las condiciones de contorno que se impongan en la base de los loops. El correcto acoplamiento entre el plasma coronal y el plasma cromosférico es un problema complejo que aún no ha sido resuelto. Dicho acoplamiento produce un efecto estabilizante a través de un proceso conocido como "evaporación cromosférica". Dicho proceso consiste esencialmente en que al aumentar la temperatura coronal se produce un incremento de flujo conductivo hacia las bases, originando una expansión del plasma cromosférico hacia la corona. El aumento de la densidad coronal implica un incremento de las pérdidas radiativas, lo que contribuye a detener el crecimiento original de la temperatura. Análogamente, puede verse que el proceso inverso ("condensación cromosférica") estabiliza los decrecimientos de temperatura.

Kuin y Martens (1982), a partir de un modelo fenomenológico del proceso de evaporación-condensación, hallaron que bajo ciertas condiciones el sistema presentaba un nuevo estado de equilibrio estable. Este nuevo equilibrio es un ciclo límite en el diagrama densidad-temperatura, como muestra

la Figura 3. La validez de este modelo ha sido discutida por Craig y Shculkes (1985) y la crítica fundamental es que la ecuación que modela la evaporación es fenomenológica y no proviene espontáneamente de las ecuaciones hidrodinámicas.

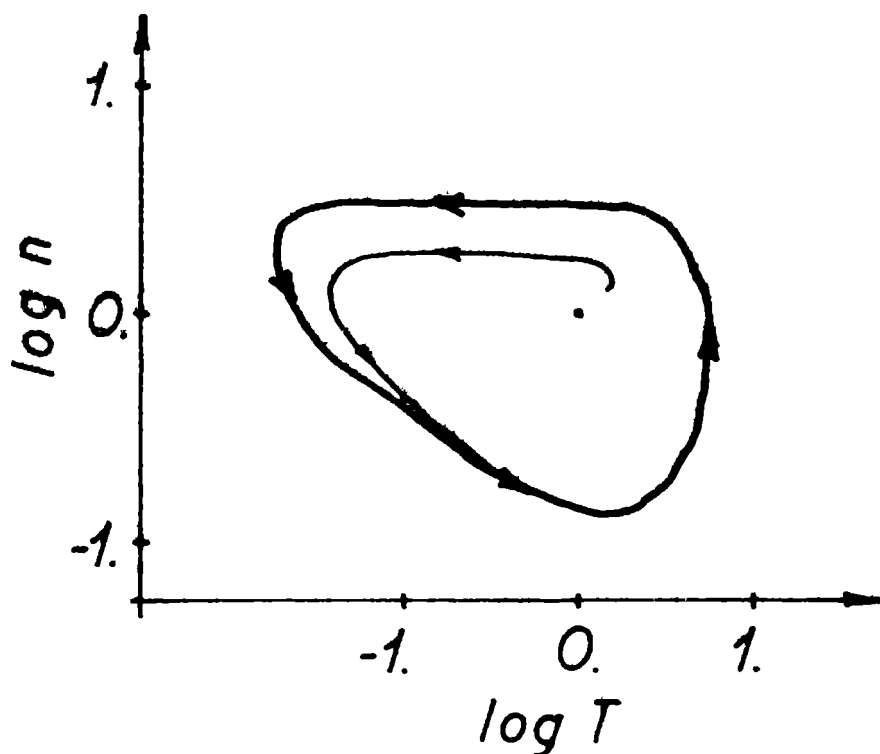


Figura 3: Ciclo límite en el diagrama densidad-temperatura (Kuin y Martens, 1982).

Es nuestro interés analizar el sistema de ecuaciones de Kuin y Martens (1982), poniendo de manifiesto cuales son las hipótesis que se deben imponer a un modelo hidrodinámico para obtener el sistema de ecuaciones de estos autores.

Puesto que los tiempos característicos de relajación dinámica y conductiva resultan muy inferiores al de enfriamiento radiativo (ver Kuin y Martens, 1982), podemos suponer que la densidad y la temperatura son esencialmente

uniformes en la corona. De acuerdo con esto promediamos espacialmente las ecuaciones (1)-(3) y obtenemos respectivamente:

$$d_t n = - \frac{n V_L}{L} \quad , \quad (7)$$

$$d_t V = 0 \quad , \quad (8)$$

$$\frac{3}{2} d_t p = - \frac{5}{2} \frac{p V_L}{L} - \frac{F_L}{L} + \epsilon - n \psi(T) \quad , \quad (9)$$

donde

$$F_L = \frac{K T^{5/2}}{\Delta} (T - T_0) \quad , \quad \tau = E - \frac{K T^{7/2}}{\Delta L} \quad , \quad = \text{ancho de región de transición}$$

Observamos la presencia de términos que dependen de las cantidades promedio  $n$  y  $T$ , y otros que dependen de cantidades evaluadas en  $z=L$ . El valor de estas últimas solo puede averiguarse proponiendo un modelo hidrodinámico de la región de transición. El modelo de Kuin y Martens equivale a suponer que la ecuación de energía en dicha región es simplemente el equilibrio entre una fracción del flujo conductivo y el flujo de entalpía. Es decir:

$$- \frac{5}{2} \frac{p V_L}{L} = f \frac{F_L}{L} \quad (10)$$

Bajo esta hipótesis, las ecuaciones (7) y (9) resultan:

$$\dot{v} \tau = 1 - v^2 \tau^{-\gamma} - B (\tau - 1) \quad , \quad (11)$$

$$\tau \dot{v} = A (\tau - 1) \quad , \quad (12)$$

donde  $v = \frac{n}{n_0}$  ,  $\tau = \frac{T}{T_0}$  ,  $A = \frac{3f}{5} \alpha$  ,  $B = (1 - \frac{2f}{5}) \alpha$

$$\alpha = \frac{k_0 T_0^{7/2}}{\Delta.L.\epsilon} \quad , \quad \psi(T) = \psi_0 T^{-\gamma} \quad , \quad \tau = \frac{3p_0}{2\epsilon} d_t \tau$$

Este sistema de ecuaciones difiere del de Kuin y Martens, e incluso del de Craig y Schulkes, en el hecho de que ellos no consideraron consistentemente los términos de flujo en la ecuación de energía. Esto se refleja en los distintos valores de los coeficientes A y B para los distintos modelos:

KM	$A = f\alpha$	$B = \alpha$
CS	$A = f\alpha$	$B = f\alpha$
NOS	$A = \frac{3}{5} f\alpha$	$B = (1 - \frac{2}{5} f)\alpha$

Las ecuaciones (11)-(12) en el caso  $\gamma = 1$  (valor típico para  $10^6$  K) pueden reescribirse (cambiando variables) en términos de funciones polinómicas:

$$\dot{x} = A \left[ x+y+2x^2+3xy+x^3+3x^2y+x^3y \right] \quad , \quad (13)$$

$$\dot{y} = (1+x)(1+y) \left[ 2y+y^2-D(x+y+xy) \right] \quad , \quad (14)$$

donde  $x = \frac{1}{v} - 1$  ,  $y = \frac{v}{\tau} - 1$  ,

$$D = 1 + A + B.$$

De la versión linealizada de estas ecuaciones obtenemos los autovalores:

$$\lambda_{1,2} = \xi \pm i\omega, \quad \xi = \frac{1-B}{2}, \quad \omega = \sqrt{2A - \frac{(1-B)^2}{4}} \quad (15)$$

de manera que la condición de estabilidad del equilibrio estático es:

$$B > 1, \quad (16)$$

que es diferente para los distintos autores en virtud de las diferentes definiciones de B. En (15) se advierte además que los dos grados de libertad del problema se vuelven simultáneamente inestables y que el crecimiento de la inestabilidad va acompañado de un movimiento orbital en el plano n.T. Esto se debe a la parte imaginaria no nula de los autovalores y es característico de las bifurcaciones hacia ciclos límites.

Hemos hallado también la función de Lyapunov del problema lineal (Figura 4), usando técnicas de la moderna termodinámica irreversible (Lavenda 1978, 1985). Dichas técnicas han sido recientemente aplicadas a la física del plasma (Sicardi Schifino 1984; Sicardi Schifino y Ferro Fontán 1985, 1987a,b) y también a problemas astrofísicos (Costa, Sicardi Schifino y Ferro Fontán 1987a,b). El sistema (13)-(14) puede equivalentemente escribirse como:

$$R\psi + S\dot{\psi} = 0, \quad (17)$$

donde

$$\psi = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}, \quad R = (1-B) \begin{pmatrix} 1-B & -A \\ A & 0 \end{pmatrix}; \quad S = -A(1-B) \begin{pmatrix} A+2 & A \\ A & A \end{pmatrix}$$

La ecuación (17) puede interpretarse como una ecuación de regresión de Ongader (Lavenda 1978) generalizada lejos del equilibrio termodinámico (razón por la cual la matriz R no es hermitica), es decir, como un balance entre fuerzas y flujos. Entonces la disipación del sistema es:

$$\dot{\Psi} = \frac{1}{2} \dot{\psi} \cdot R \dot{\psi} = \frac{1}{2} (1-B)^2 \dot{x}^2 = \frac{1}{2} (1-B)^2 \frac{\dot{v}^2}{v^4}, \quad (18)$$

que es una cantidad positiva por ser  $R^H$  semidefinida positiva, mientras que el exceso de energía libre es:

$$\delta^2 \eta = \frac{1}{2} \psi \cdot s\psi = A(B-1) \left[ A(x+y)^2 + 2x^2 \right], \quad (19)$$

que es una función de Lyapunov del problema. En efecto,

$$\delta^2 \dot{\eta} = \frac{1}{2} \left( \dot{\psi} \cdot s\psi + \psi \cdot s\dot{\psi} \right) = -2\psi \leq 0 \quad (20)$$

y la condición de estabilidad es que  $\delta^2 \eta \geq 0$  o sea  $B > 1$ , que coincide con (16).

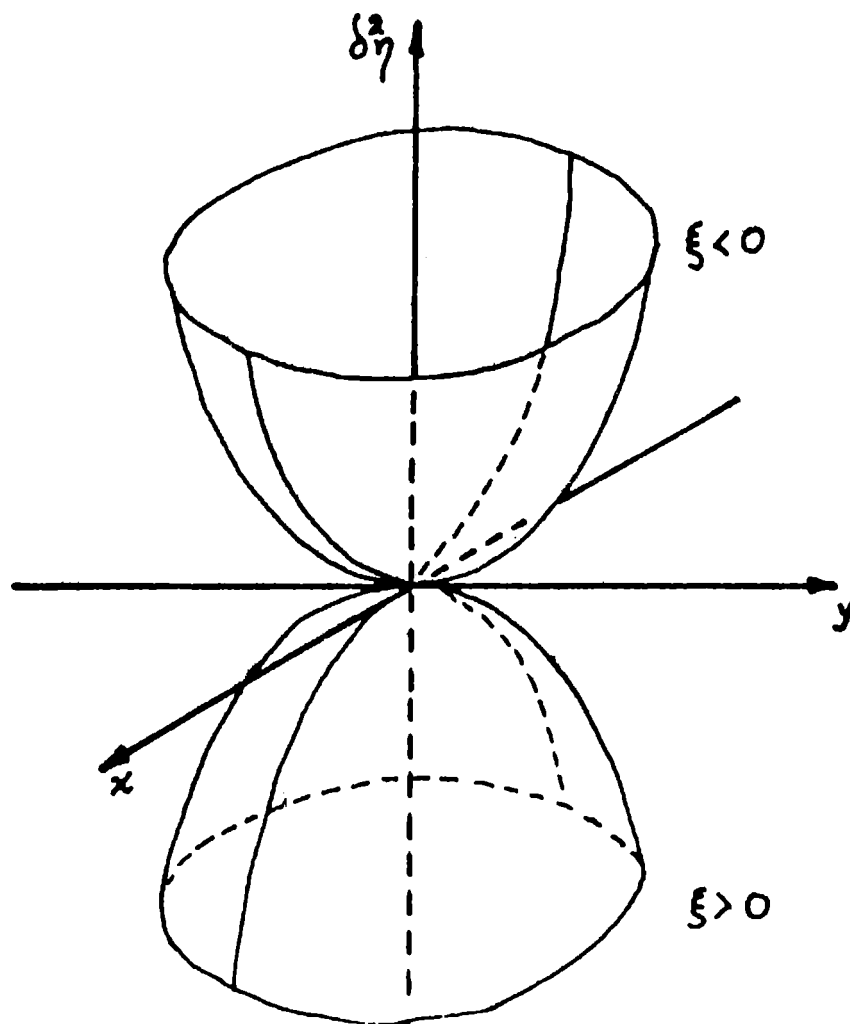


Figura 4: Función de Lyapunov en los casos  $\xi > 0$  y  $\xi < 0$ .



#### IV. CONCLUSIONES

Hemos revisado aquí modelos existentes de estabilidad térmica de la corona solar (KM, 82; CS, 85) y encontrado diferencias respecto de un tratamiento consistente de las ecuaciones hidrodinámicas.

Estamos actualmente trabajando en la extensión no lineal del análisis de estabilidad descrito y confiamos, entre otras cosas, obtener (de la función de Lyapunov no lineal) el ciclo límite calculado numéricamente por Kuin y Martens (Fig. 3). Es necesario además revisar la hipótesis (10) que corresponde al acoplamiento entre la corona y la cromósfera a través de la región de transición.

#### REFERENCIAS

- Antiochos, S. 1979, Ap. J. 232, L125.
- Chiuderi, C.; Einaudi, G. y Torricelli-Ciamponi, G. 1981, A.A. 97, 27.
- Costa, A.; Sicardi Schifino, A. y Ferro Fontán, C. 1987a, Bol. A.A.A. 32, 80.
- Costa, A.; Sicardi Schifino, A. y Ferro Fontán, C. 1987b, enviado a Ap. J.
- Craig, I.; McClymont, A. y Underwood, J. 1978, A. A. 70, 1.
- Craig, I. y Schulkes, R. 1985, Ap. J. 296, 710.
- Emslie, A. y Machado, M. 1979, Center for Astrophysics, Preprint N<sup>o</sup> 1034.
- Hood, A. y Priest, E. 1980, A. A. 87, 126.
- Kuin, A. y Martens, P. 1982, A. A. 108, L1.
- Lavenda, B. 1978, "Thermodynamics of irreversible processes" (Mc Millan Press).

- Lavenda, B. 1985, "Nonequilibrium statistical thermodynamics" (J. Wiley and Sons).
- Mc Clymont, A. y Craig, I. 1985a, Ap. J. 289, 820.
- Mc Clymont, A. y Craig, I. 1985b, Ap. J. 289, 834.
- Rosner, R.; Tucker, W. y Vaiana, G. 1978, Ap. J. 220, 643.
- Sicardi Schifino, A. 1984, Tesis Doctoral (U.B.A.).
- Sicardi Schifino, A. y Ferro Fontán, C. 1985, Phys. Lett. 113A, 263.
- Sicardi Schifino, A. y Ferro Fontán, C. 1987a, enviado a Phys. Lett.
- Sicardi Schifino, A. y Ferro Fontán, C. 1987b, enviado a Z. Naturforschung A.
- Withbroe, G. 1981, in "Solar Active Regions", Colorado Ass. Univ. Press (ed. F. Orrall).

**EVOLUCION DE LOS PARAMETROS FISICOS DURANTE LA FASE TARDIA  
EN FULBURACIONES SOLARES DE DOS BANDAS**

**EVOLUTION OF PHYSICAL PARAMETERS DURING THE LATER PHASE IN  
SOLAR TWO-BAND FLARES**

C.H. Mandrini<sup>1</sup>, M.G. Rovira<sup>1</sup>, A.M. Hernández<sup>1</sup>  
y M.E. Machado<sup>2</sup>

1: Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

2: Centro Espacial San Miguel (CNIE)

**RESUMEN:** Con el objeto de estudiar la evolución espacial y temporal de los "loops" coronales que se observan durante las fulguraciones solares de dos bandas, se analizaron en detalle los eventos del 21 de mayo de 1980 a las 20:55 T.U. y del 6 de noviembre de 1980 a las 14:50 T.U. Se utilizaron los datos en rayos X en el rango 2.5-30 keV obtenidos por el Hard X-ray Imaging Spectrometer (HXIS) a bordo del satélite Solar Maximum Mission (SMM). Las isotermas para distintos tiempos fueron calculadas a partir del cociente del número de cuentas en las bandas de baja energía, utilizando el programa de predicción de contaje (CRPP). En los dos eventos se observó que las regiones más calientes son las que se encuentran a mayor altura, lo que es compatible con los modelos teóricos que predicen que la reconexión de líneas de campo magnético se producen a alturas cada vez mayores en la corona solar.

**ABSTRACT:** In order to study the spatial and temporal evolution of the post-flare coronal loops observed during two ribbon flares, we have analyzed in detail two events: May 21 1980, 20:55 U.T. and Nov. 6 1980, 14:50 U.T. We have used the set of X-ray (2.5-30 keV) data provided by the Hard X-ray Imaging Spectrometer (HXIS) aboard the Solar Maximum Mission (SMM) Satellite. The isotherms for different times have been obtained, from the count rates in the low energy bands, using the count rate prediction program (CRPP). In both events we have observed that the hottest regions lay at the greatest heights, which is compatible with the theoretical models that predict that the reconnection of opened magnetic fields lines proceeds from low to high altitudes in the solar corona.

#### **OBSERVACIONES**

A partir de los datos en rayos X obtenidos por el Hard X-Ray Imaging Spectrometer (HXIS, van Beek y otros 1980) que voló a bordo del satélite Solar Maximum Mission (SMM), se analizaron las fulguraciones de dos bandas (también llamadas dinámicas) del 21 de Mayo de 1980 a las 20:53 TU y del 6 de Noviembre de 1980 a las 14:54 TU. El HXIS observó en las siguientes bandas de energía: B1:3.5-5.5 keV, B2:5.5-8 keV, B3:8-11.5 keV, B4:11.5-16 keV, B5:16-22 keV y B6:22-30 keV.

Las curvas de luz para ambos eventos correspondientes al rango de más alta energía se observan en la Figura 1. Las dos interrupciones en el evento del 6 de Noviembre se deben al pasaje del satélite por la Anomalía Sudamericana como así también al período de eclipse.

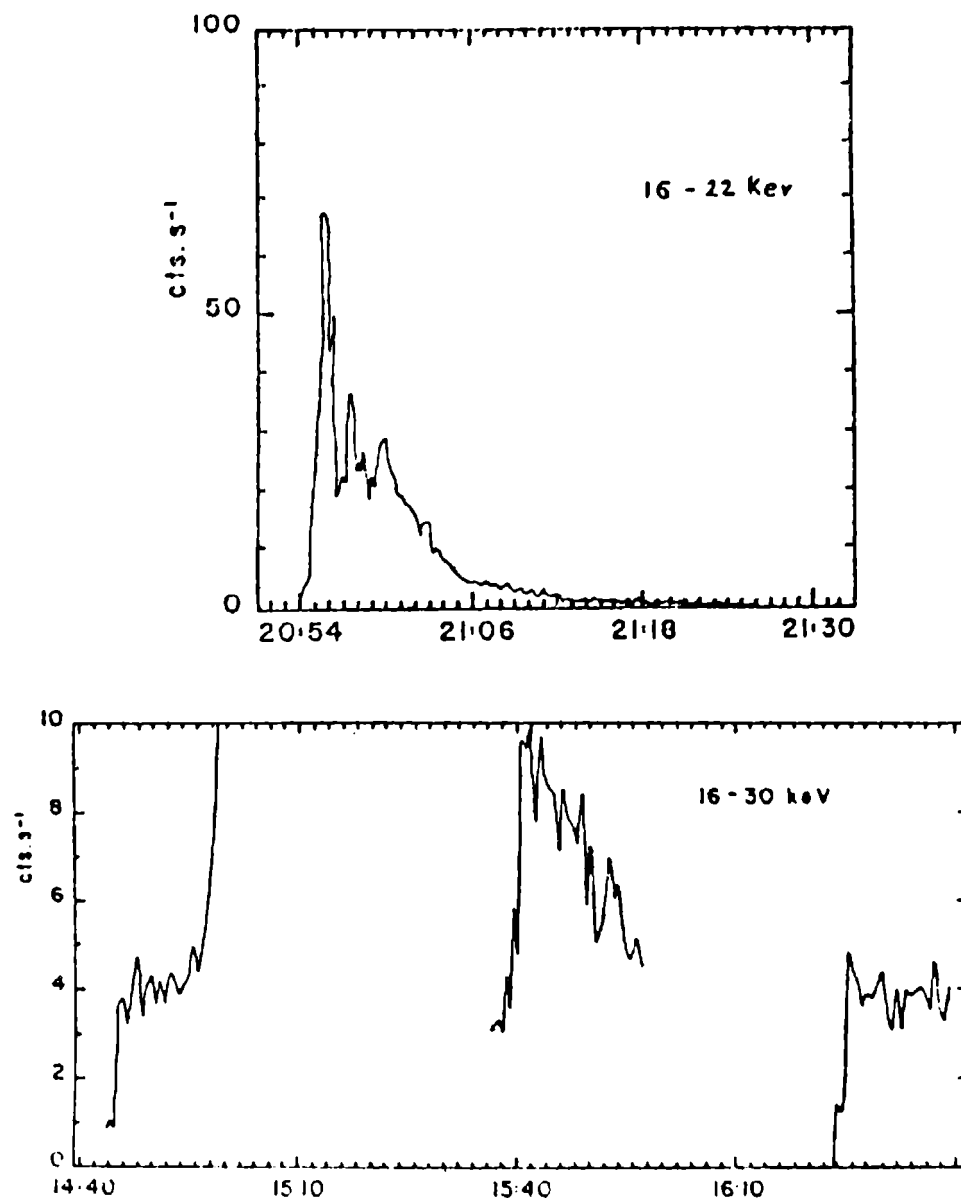


Figura 1: a) Intensidad en función del tiempo para la fulguración del 21 de Mayo.  
 b) Idea a) para la fulguración del 6 de Noviembre.

Ambas fulguraciones desarrollaron un importante sistema de "loops" creciente durante su fase gradual; en el caso del evento del 6 de Noviembre ubicado cerca del limbo solar Este, los "loops" se ven claramente en altura tanto en rayos X como en  $H\alpha$  (Švestka y otros, 1987). En este trabajo nos dedicaremos especialmente al estudio de la evolución espacio-temporal de estas estructuras.

## RESULTADOS Y DISCUSION

Del cociente del número de cuentas correspondiente a las bandas 1 y 3 del HXIS, se determinan las temperaturas y medidas de emisión de las distintas estructuras del evento usando el CRFP (Mewe y Gronenschild, 1981). En las isotermas calculadas a distintos tiempos posteriores a la fase impulsiva de la fulguración del 6 de Nov. (Figura 2), se nota que las zonas de más alta temperatura se ubican a alturas cada vez mayores en la corona solar y se distingue un enfriamiento gradual de las distintas regiones; siendo el núcleo de emisión en rayos X blandos (B1) el de menor temperatura.

Determinando la distancia entre las bases de los "loops" en H $\alpha$  (Švestka y otros, 1987) y las isotermas de mayor temperatura, se puede estimar la altura en función del tiempo para distintas estructuras magnéticas (Figura 3). En base a estos valores se obtiene una velocidad entre 12 y 20 km s<sup>-1</sup> y de  $\approx 5$  km s<sup>-1</sup>, para los intervalos de tiempo que se paran la primera y la segunda, y la segunda y la tercera isotermas, respectivamente. Estos resultados representarían la velocidad de propagación del fenómeno responsable del calentamiento observado en la parte superior de los "loops".

De las imágenes en rayos X se distinguen cuatro regiones (L1, L2, L3 y L4) cuyos parámetros físicos evolucionan independientemente, por lo que las identificamos como la parte superior de cuatro estructuras magnéticas. Estas zonas se ubican en la dirección SE del campo del HXIS y corresponden a alturas crecientes en la corona solar, siendo L1 la más cercana a la cromósfera. En las Figuras 4 y 5 se representan las temperaturas calculadas a partir de las cuentas en B1 y B3 y en B3 y B4 en función del tiempo para

L1, L2, L3 y L4. Se observa que las regiones más bajas alcanzan el máximo de temperatura y se enfrían antes que las más altas, tanto para B1/B3 como para B3/B4. Es también evidente que, para las cuatro estructuras, las mayores temperaturas corresponden a las más altas energías lo que indica la presencia de regiones localizadas de alta energía media.

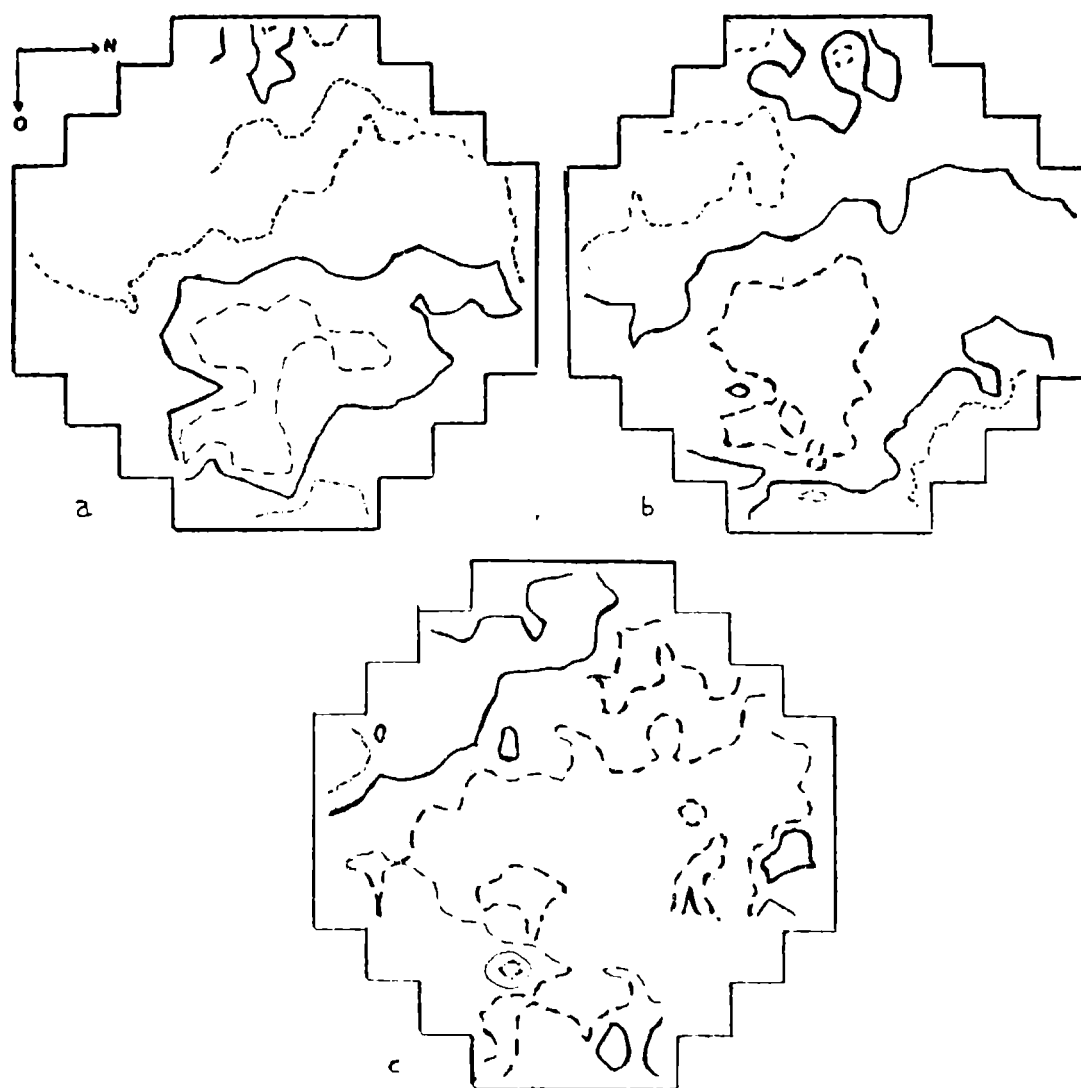


Figura 2: isotermas calculadas para la fulguración del 6 de noviembre a los siguientes tiempos: a) 15:40 T.U., b) 15:52 T.U. y c) 16:28 T.U. Las temperaturas graficadas son: (.-.-.)  $20 \cdot 10^6$  K, (-----)  $16 \cdot 10^6$  K y (- - -)  $13 \cdot 10^6$ .

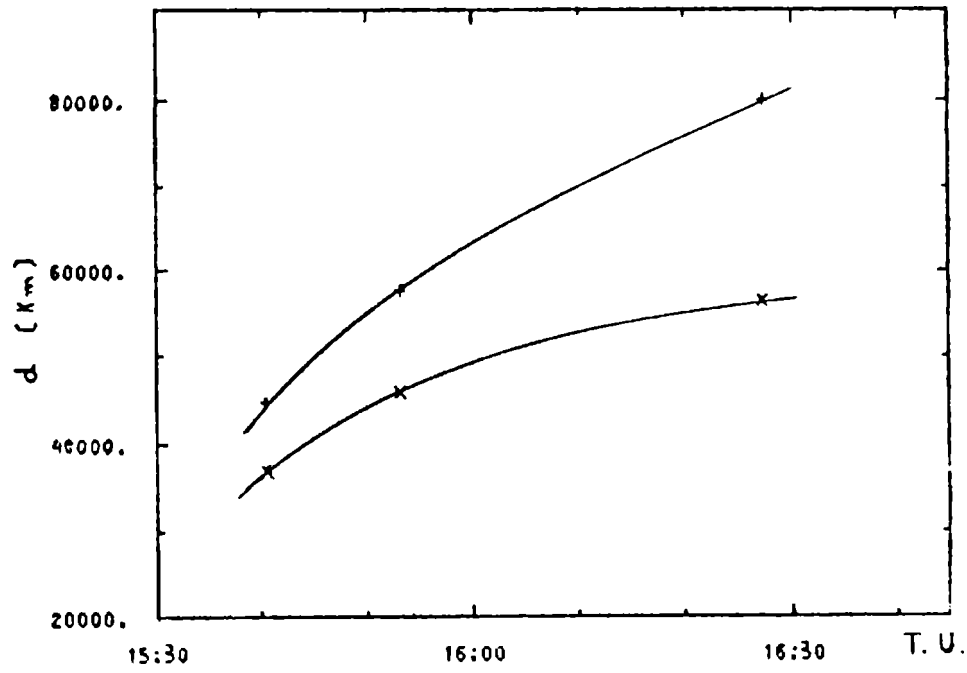


Figura 3: Altura en función del tiempo correspondiente a las isoterma de (x)  $16 \times 10^6$  K y (+)  $20 \times 10^6$  K para la fulguración del 6 de noviembre.

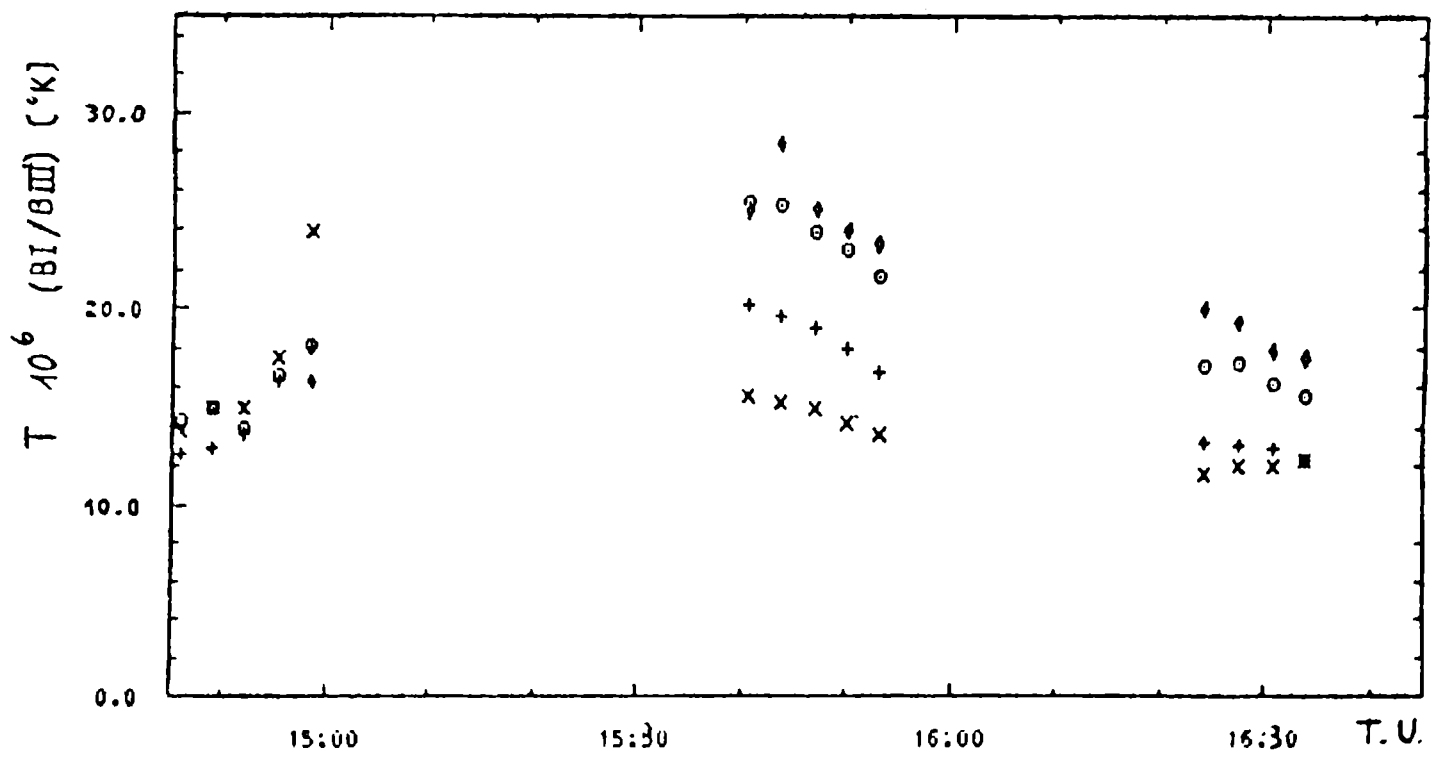


Figura 4: Temperaturas en función del tiempo calculadas del cociente B1/B3 para (x) L1, (+) L2, (O) L3 y (O) L4 (evento del 6 de Noviembre).





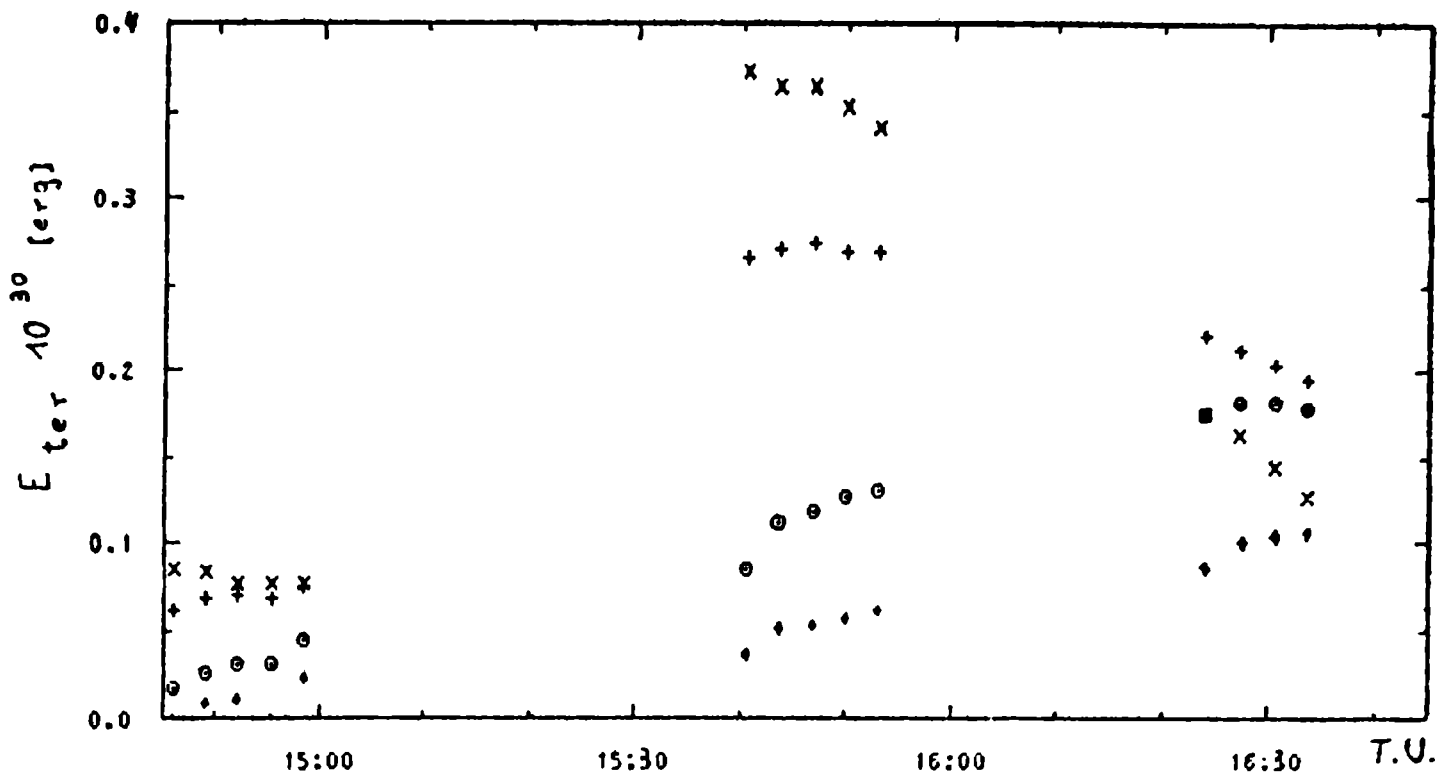


Figura 6: Energías térmicas en función del tiempo para: (x) L1, (+) L2, (O) L3 y (o) L4 (evento del 6 de noviembre).

TABLA I

Densidades para distintos tiempos ( $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ )

T.U.	L1	L2	L3	L4
14:45:50	1.67	1.31	----	----
49:01	1.50	1.44	----	----
52:08	1.39	1.39	0.59	----
55:15	1.19	1.13	0.52	----
58:22	0.90	1.13	0.66	0.51
15:40:32	6.47	3.59	0.91	0.57
43:40	6.47	3.77	1.20	0.80
46:47	6.63	3.93	1.34	0.89
49:53	6.71	4.09	1.51	1.00
53:05	6.80	4.33	1.65	1.02
16:24:03	4.07	4.35	2.79	1.74
27:17	3.66	4.43	2.86	2.08
30:29	3.26	4.28	3.06	2.27
33:36	2.80	4.28	3.13	2.33

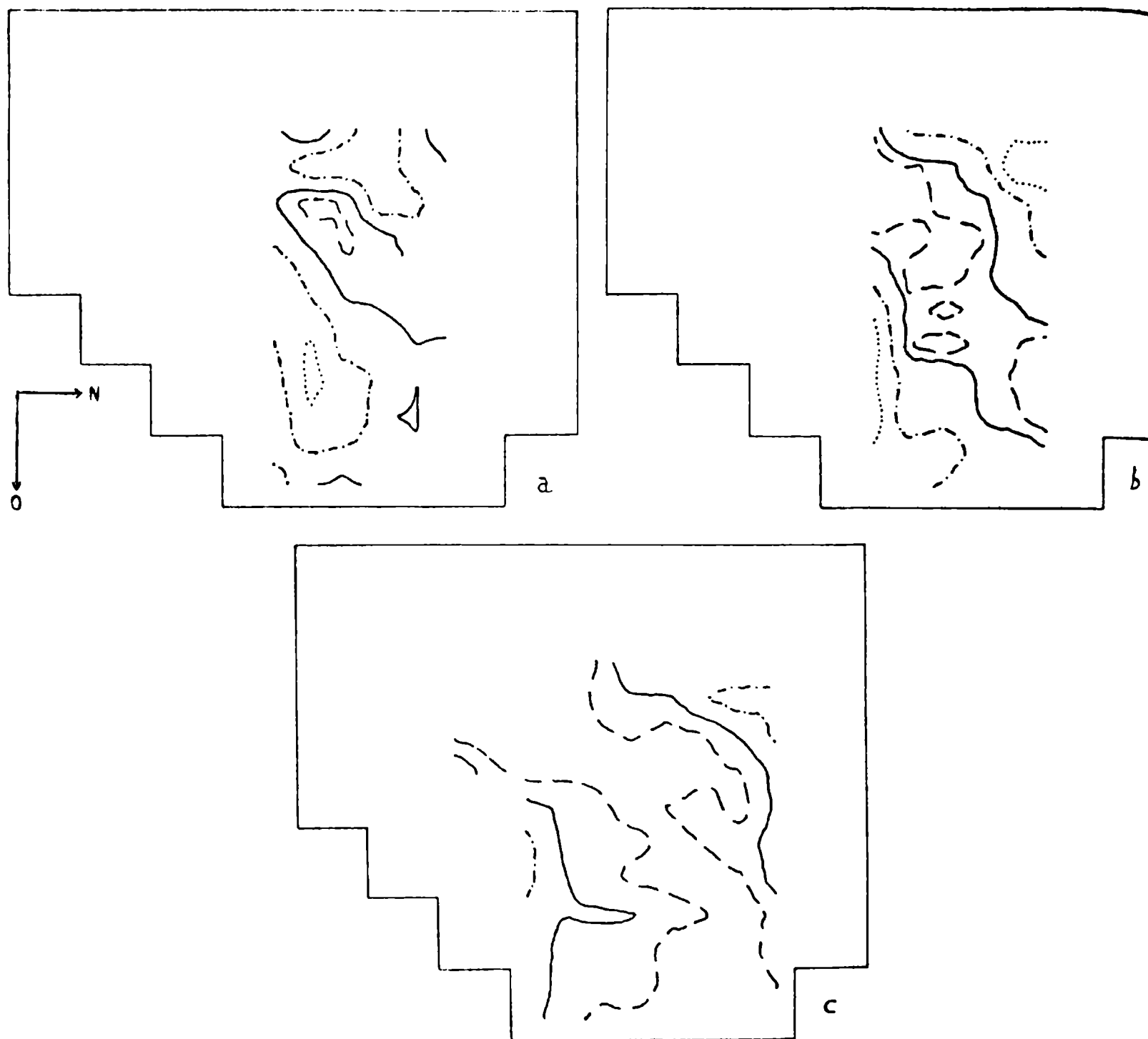


Figura 7: Isothermas calculadas para la fulguración del 21 de mayo a los siguientes tiempos  
a) 20:56:55 T.U., b) 21:05:50 T.U. y c) 21:15:42 T.U. Las temperaturas graficadas  
son: (....)  $>24 \cdot 10^6$  K, (.....)  $24 \cdot 10^6$  K, (---)  $20 \cdot 10^6$  K y (- - -)  $17 \cdot 10^6$  K.

De la expresión para la velocidad de crecimiento de los "loops" propuesta por Sturrock (1968), en base al mecanismo de Petschek (1964), se pueden derivar valores para la intensidad del campo magnético que muestran que éste disminuye con la altura. Esto también indica que la energía magnética transformada en energía térmica durante el proceso de reconexión es mayor a menores alturas, lo que está de acuerdo con las observaciones (Figura 6).

Para confirmar estos resultados mostramos en la Figura 7 las isoterms (equivalentes a la Figura 3) correspondientes a la fulguración del 21 de mayo en las que se observa un comportamiento similar al ya descrito.

#### REFERENCIAS

- Martens, P.C.H. y Kuin, N.P.M. 1986, enviado a *Astrophys. J.*
- Mewe, R. y Gronenschild, E.H. 1981, *Astron. Astrophys. Suppl.* 45, 11.
- Petschek, H.E. 1964, AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares, NASA SP-50.
- Sturrock, P.A. 1968, IAU Symposium 35, The structure and development of solar active region, 471.
- Svestka, Z.F.; Fontenla, J.M.; Machado, M.E.; Martin, S.F.; Neidig, D.F. y Poletto, G. 1987, *Solar Phys.* 108, 237.
- van Beek, H.F.; Hoyng, P.; Lafleur, B. y Simnett, G.M. 1980, *Solar Phys.* 65, 39.

**EVIDENCIAS OBSERVACIONALES DEL PROCESO DE ACELERACION DE  
PARTICULAS EN UNA FULGURACION SOLAR**

**OBSERVATIONAL EVIDENCES OF THE PARTICLE ACCELERATION PROCESS  
IN A SOLAR FLARE**

M.G. Rovira<sup>1</sup>, A.M. Hernández<sup>1</sup>, C.H. Mandrini<sup>1</sup>  
y M.E. Machado<sup>2</sup>

1: Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

2: Centro Espacial San Miguel (CNIE)

**RESUMEN:** En su interacción con el plasma que forma los "loops" de las fulguraciones solares, los electrones acelerados emiten rayos X por bremsstrahlung de blanco grueso y de blanco delgado. Realizamos un estudio detallado del comportamiento de la emisión de rayos X duros de la fulguración del 6 de Noviembre de 1980 a las 17:25 T.U., con el objeto de identificar estos procesos y obtener información acerca del mecanismo de liberación de energía. Las observaciones están de acuerdo con un modelo de dos componentes: una emisión térmica superpuesta a una no-térmica producida por un espectro potencial de los electrones acelerados.

**ABSTRACT:** The electrons accelerated in solar flares give rise to X-ray emission through thick and thin bremsstrahlung when interacting with the plasma within the loops. We have made a detailed study of the behaviour of the hard X-ray

emission for the Nov. 6 1980, 17:25 U.T. flare so as to identify these processes and get information about the energy release mechanism. The observations are in good agreement with a two component model: a thermal emission superimposed to a non-thermal one produced by a power law spectrum of accelerated electrons.

## OBSERVACIONES

Mediante observaciones en rayos X, se estudió la evolución espacio-temporal de la fulguración solar del 6 de noviembre de 1980, a las 17:25 TU.

Se utilizaron los datos de imágenes en rayos X del Hard X-Ray Imaging Spectrometer (HXIS, van Beek y otros 1980) obtenidos en 6 bandas de energías entre 3,5 y 30 keV. Estas observaciones fueron complementadas con los datos de rayos X de mayor energía (28-508 keV) del Hard X-Ray Burst Spectrometer (HXRBS, Orwing y otros 1980). Ambos instrumentos volaron a bordo del satélite SMM.

En la Figura 1 se muestran las isofotas en el rango de energía 16 a 30 keV, en las que se observan dos regiones de mayor intensidad, identificadas como las bases (foot points A y B) en la cromósfera de una estructura magnética (loop L) que se extiende en la corona solar.

La región donde se inicia la liberación de energía de la fulguración está situada en la estructura A, ya que es allí donde se observa el primero y más intenso brillantamiento en rayos X duros (16 a 30 keV) como se muestra en la Figura 2; mientras que la emisión en el footpoint B comienza a crecer durante la fase de decaimiento de este primer pico.

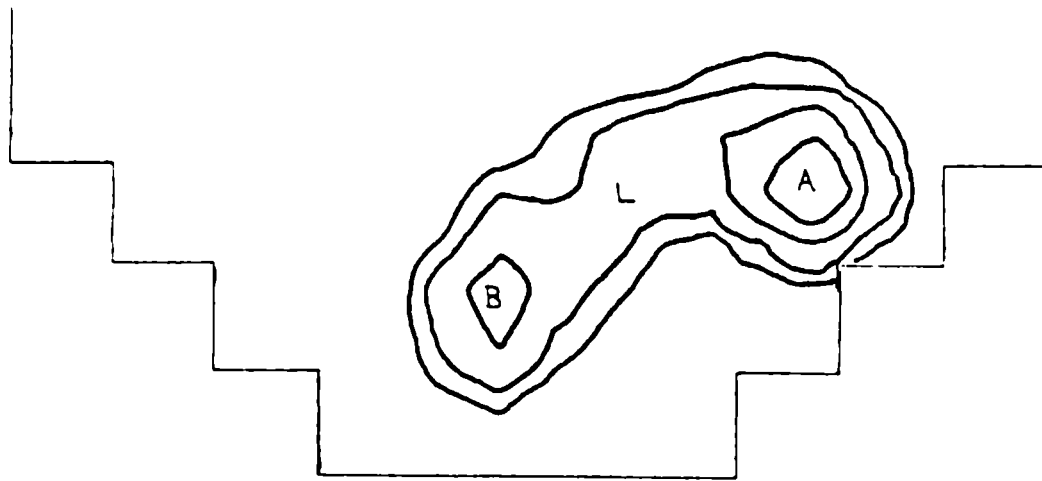


Figura 1: Isofotas correspondientes al rango de energía de 16 a 30 kev donde se distinguen los dos footpoints.

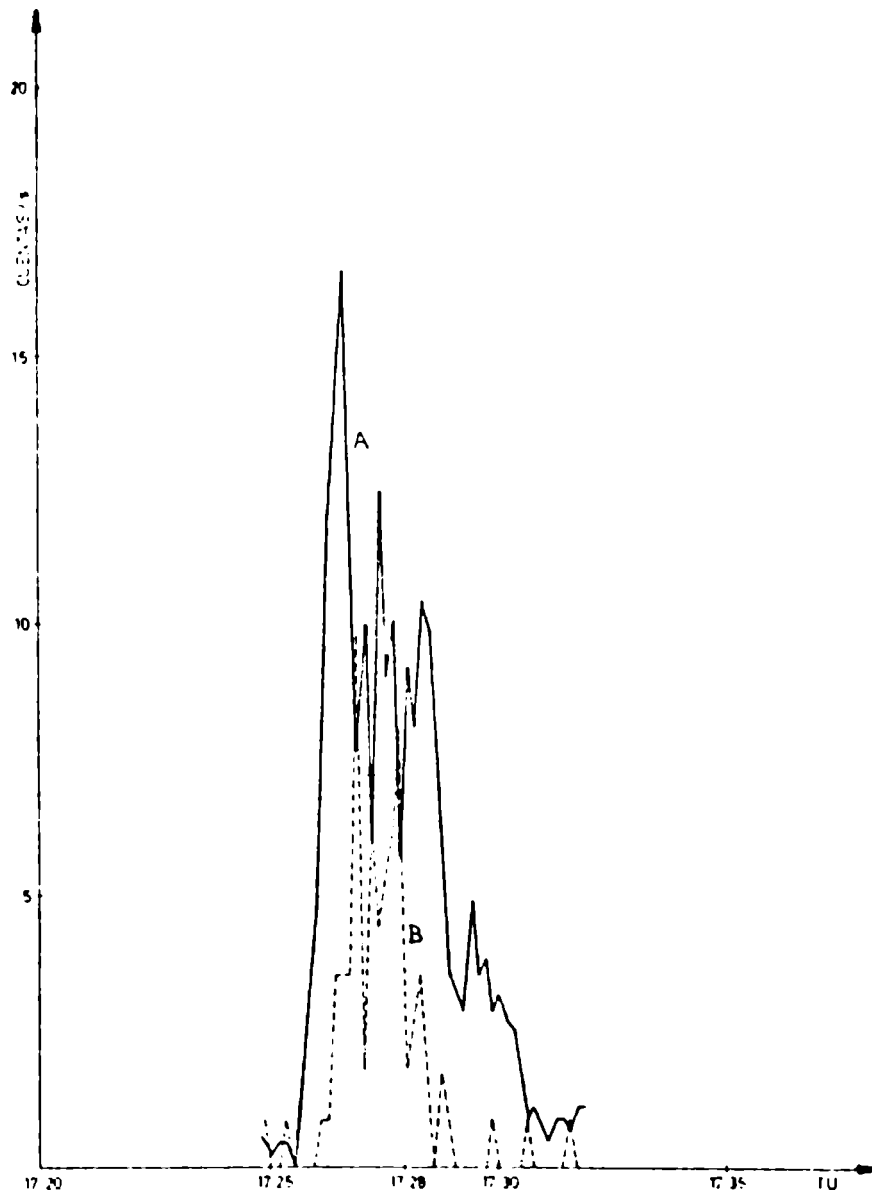


Figura 2: Intensidad en función del tiempo en rayos X duros (16 -30 kev).

## RESULTADOS Y DISCUSION

A partir de los contajes de las bandas de menor energía determinamos la temperatura y medida de emisión de las distintas estructuras que forman parte de la fulguración: footpoints A y B y loop L. Para estos cálculos se utilizó el CRFP (Count Rate Prediction Program) que predice los contajes en cada banda del HXIS ante la incidencia de un espectro térmico, con la temperatura como parámetro (Mewe y Gronenschild, 1981).

Las temperaturas halladas se grafican en la Figura 3, en la que se observa que la temperatura del footpoint A se mantiene menor que la del loop L durante todo el tiempo de emisión en rayos X duros, consistente con el hecho de que la densidad de A es aproximadamente 5 veces mayor que la del loop. Por el contrario, encontramos que la temperatura del footpoint B es mayor que la del loop, a pesar de su mayor densidad, durante la presencia de rayos X duros en esa zona. Esta inconsistencia nos induce a pensar que se está haciendo una sobreestimación de la temperatura en el footpoint B, y que debemos considerar la emisión de rayos X por bremsstrahlung no-térmico debido al pasaje de electrones acelerados superpuesto al espectro térmico. Estudiamos entonces, la contribución de espectros térmicos y no térmicos variando la temperatura, medida de emisión e índice espectral dentro de los rangos estimados de los datos. El objeto de este análisis es encontrar la combinación de esos parámetros que mejor se ajuste a las observaciones.

La contribución térmica fue calculada con temperaturas  $T = 17, 20$  y  $23 \cdot 10^6$  K. Para la contribución no térmica se empleó el método numérico descrito por Machado y otros



(1985), usando valores del índice espectral  $\gamma = 5$  y  $6$  y energías de corte  $E_0 = 10, 15$  y  $20$  keV.

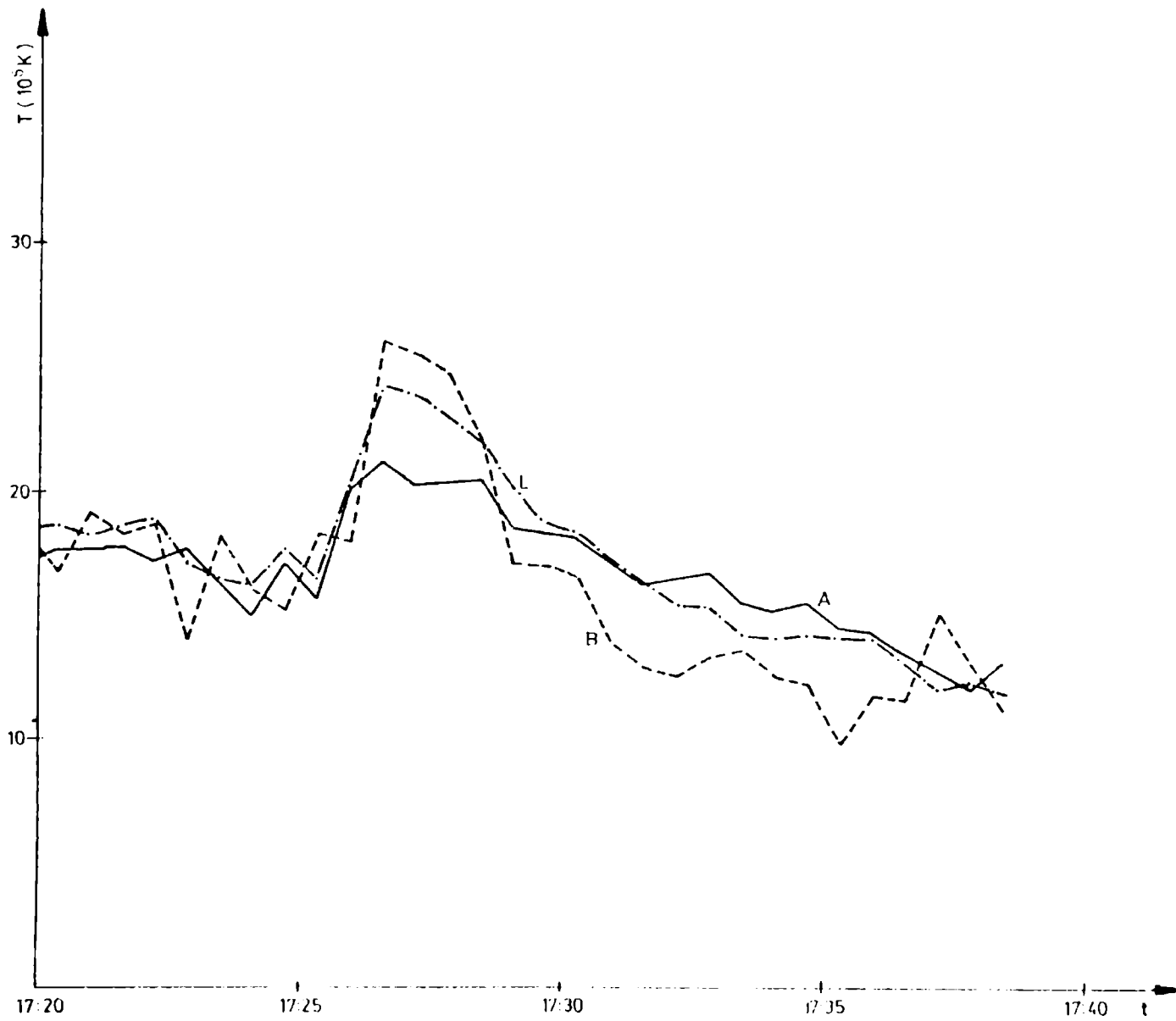


Figura 3: Temperaturas en función del tiempo para los footpoints (A y B) y el loop (L).

En la Figura 4 se ha dibujado la contribución térmica para  $23 \cdot 10^6$  K y no-térmica para  $\gamma = 6$  y  $E_0 = 15$  keV siendo ésta la combinación de los parámetros que "a priori" mejor ajustan a la intensidad observada en el loop. Cabe señalar que el ajuste con los datos permite elegir dentro de las incertezas la temperatura, por el contrario es difícil discernir entre 5 y 6 para el índice espectral.

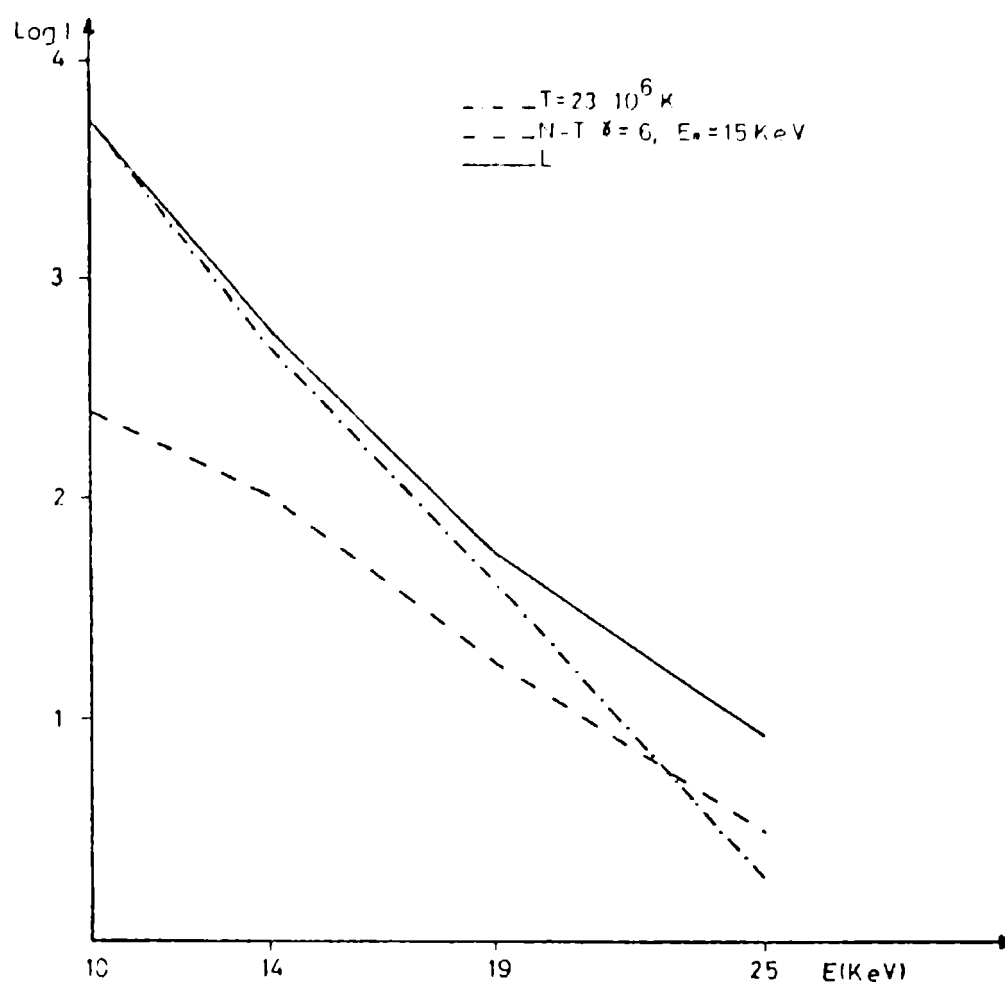


Figura 4: Intensidad en función de las energías medias de las bandas 3, 4, 5 y 6 para las contribuciones térmica (T), no térmica (N-T) y observaciones para el loop (L).

Para ambos  $\gamma$  y  $E_0 = 15$  keV el flujo total de electrones acelerados resulta entre  $2$  y  $5 \cdot 10^{36}$  electrones/s, compatible con el flujo de electrones máximo inferido de la

hipótesis de estabilidad de la corriente de retorno. El resultado obtenido de los datos del HXRBS de  $5.9 \cdot 10^{37}$  electrones/s también está de acuerdo con el calculado ya que este instrumento obtiene información integrada sobre todo el Sol.

El valor medido del cociente de intensidades entre el loop y el loop incluido el footpoint B, para el rango de energía 16 a 22 keV, es de 0.85. Con  $\gamma = 5$  y 6 y  $E_0 = 13$  keV hemos computado la distribución de la emisión de rayos X duros en el rango de energía observado, obteniéndose para el cociente anterior 0.77.

También se calcularon las intensidades en el footpoint B para las bandas de mayor energía del HXIS, de las que se infiere un índice espectral (suponiendo una ley de potencia) entre 3.6 y 5.1 lo que corresponde a valores de  $\gamma$  en el loop de 5 y 6. El  $\gamma = 4.6$  obtenido para el footpoint B con el exceso de cuentas sobre un espectro térmico correspondiente a  $20 \cdot 10^6$  K es compatible con los valores calculados anteriormente.

Todos estos resultados son consistentes con la hipótesis de un haz de electrones acelerados en el footpoint A que se propaga a lo largo del loop emitiendo rayos X duros por bremsstrahlung no-térmico. Este espectro es más blando que el emitido en el footpoint B y, superpuesto al espectro térmico, resulta una distribución de intensidades de acuerdo con las observaciones.

## REFERENCIAS

Machado, M.E.; Rovira, M.G. y Sneibrum, C.V. 1985, Solar Phys. 99, 189.

Mewe, R. y Gronenschild, E.H. 1981, Astron. Astrophys.  
Suppl. **45**, 11.

Orwing, L.E.; Frost, K.J. y Dennis, B.R. 1980, Solar Phys.  
**65**, 25.

van Beek, H.; Hoyng, P.; Lafleur, B. y Simnett, G.M. 1980,  
Solar Phys. **65**, 39.

**ESPECTRO SOLAR DE ALTA DISPERSION. IMPLEMENTACION DE UN  
PROGRAMA PARA SU ANALISIS.**

**HIGH DISPERSION SOLAR SPECTRUM. A CODE IMPLEMENTATION FOR  
ITS ANALYSIS.**

Mónica Villada

Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina

**RESUMEN:** Se implementa un programa que permitirá el análisis de los datos del espectro solar obtenido en el Observatorio de Sacramento Peak, en los sistemas MicroVMS 4.3 del Microvax del Observatorio Astronómico y en el de la IBM 3031 de la Universidad Nacional de Córdoba. Los datos fotométricos tienen un espaciamiento de  $0.005 \text{ \AA}$  en la región  $3800\text{--}7000 \text{ \AA}$  y se proveen constantes de calibración que permiten pasar a valores absolutos de las intensidades.

**ABSTRACT:** A code is presented which allows direct analysis of the Sacramento Peak Observatory's high resolution spectral atlas of the solar irradiance (from 380 to 700 nanometers) in the OAC's Microvax II system and also in the IBM 3031 of the University of Córdoba. The photometric data are spaced  $0.005 \text{ \AA}$  in the  $3800\text{--}7000 \text{ \AA}$  region and calibration constants are provided which allow transformation to absolute values of intensities.

Esta presentación se refiere a la implementación de un procedimiento que permite la elaboración de los datos del espectro solar obtenido en el Observatorio de Sacramento Peak (Becker y otros, 1976) en los sistemas MicroVMS 4.3 del Microvax II del Observatorio Astronómico y en el de la IBM 3031 de la Universidad Nacional de Córdoba. Este atlas fotométrico del espectro integrado a todo el disco solar fue obtenido con el telescopio de 30 cm de dicho Observatorio, con un poder de resolución  $\lambda / \Delta\lambda = 300000$  y una red de 316 líneas/mm. Los datos se encuentran en cinta magnética y corresponden al perfil espectral normalizado a un continuo cuyo nivel se colocó alrededor de 900.

La determinación del continuo se realizó empíricamente considerando los puntos más altos de los perfiles y ajustando por una curva adecuada que pase por los mismos así como por los puntos que se consideren libres de absorción de líneas espectrales. Este espectro no ha sido deconvolucionado por el perfil instrumental ni por el perfil de rotación del disco solar.

Los datos fotométricos se presentan espaciados en  $0.005 \text{ \AA}$  en la región  $3800\text{--}7000 \text{ \AA}$ . Al final de cada Angstrom se indican la longitud de onda a la que se refieren los datos y también las constantes de calibración que permiten pasar del espectro normalizado a valores absolutos de Thekaekara (1974) y de Labs y Neckel (1970), en  $\text{W/m}^2 \mu\text{m}$ .

La interpretación de estos datos no puede hacerse en forma directa pues su formato de escritura es complejo con el objeto de economizar espacio en la cinta magnética.

En la decodificación de estos datos se debe tener en cuenta que cada record contiene 104 datos. De los  $208 \text{ datos/\AA}$ , los primeros 200 están relacionados con los datos

espectrales mientras que los  $\theta$  restantes lo están con  $\lambda$  y las constantes de calibración.

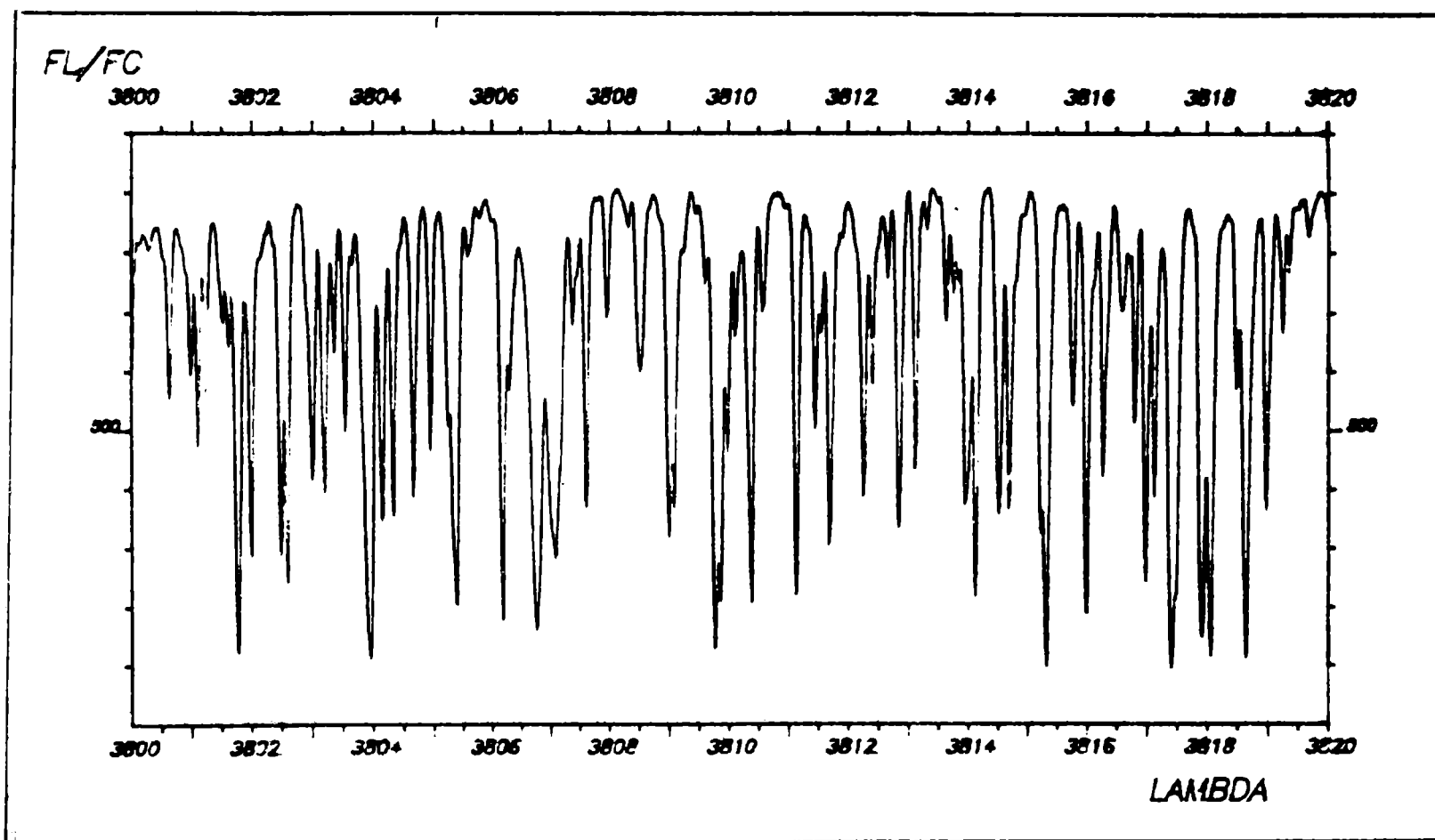
El programa desarrollado considera principalmente las siguientes etapas:

- a.- Dimensionamiento de variables: estas dimensiones dependen de la longitud del intervalo en Angstroms a ser considerado, teniendo en cuenta que a cada  $\text{\AA}$  le corresponden 200 puntos.
- b.- Ingreso de números de Angstroms que deben saltarse para llegar al límite inferior del intervalo a ser analizado y de los que se desean considerar.
- c.- Llamada de la subrutina que lee e interpreta los datos que se encuentran en la cinta magnética. Se aplica aquí el procedimiento para la decodificación de los mismos.
- d.- Creación de un archivo con los datos así obtenidos.

Esta primera parte del procedimiento se desarrolla hasta este momento en la IBM 3031 pues su capacidad de memoria es superior a la que se dispone en la actualidad en la MicroVax II del Observatorio Astronómico. Próximamente la misma será ampliada y será posible realizar el análisis en forma completa en el mismo sistema.

- e.- El análisis de los datos puede hacerse seguidamente, de acuerdo a la opción elegida, en forma analítica o gráficamente. En este último caso, puede optarse por:

- i. Terminal Gráfica Tektronix 4107 (640x480), la cual permite actuar interactivamente con el gráfico, con salida en papel a través de la Impresora Láser LN03 Digital.
- ii. Hiplot DMP -51/52 MF, Houston Instrument.



*ESPECTRO SOLAR DE ALTA DISPERSION DE SACRAMENTO PEAK*

Figura 1: Espectro solar de alta dispersión de Sacramento Peak. La escala del gráfico es de 1 cm/Å.



Se presenta, empleando la salida antes mencionada, un intervalo de  $20 \text{ \AA}$  ( $3800-3820.0 \text{ \AA}$ ) haciéndose notar que se consideran las intensidades espectrales espaciadas en  $0.02 \text{ \AA}$ , por las dimensiones del archivo de datos aceptadas por el sistema. La escala del gráfico es de  $1 \text{ cm/\AA}$ .

#### BIBLIOGRAFIA

- Becker, J.; Bridges, C. y Gilliam, L. 1976, "A High Resolution Spectral Atlas of the Solar Irradiance from 380 to 700 Nanometers", Sacramento Peak Observatory, Document AFGL-TR-0126.
- Labs, D. y Neckel, H. 1970, Sol. Phys. **15**, 79.
- Thekaekara, M.P. 1974, Applied Optics **13**, 518.

## ESTABILIDAD DE LAS PROMINENCIAS SOLARES

### STABILITY OF SOLAR PROTUBERANCES

A.F. Hernaiz<sup>1,2</sup> y J.M. Fontenla<sup>3</sup>

1 Instituto de Astronomía y Física del Espacio

2 CONICET

3 MSFC (USA), en ausencia del IAFE

RESUMEN: El método de análisis de estabilidad desarrollado para envolturas estelares, se extiende a las prominencias solares, teniendo en cuenta las condiciones de contorno particulares de este caso. Esta es una primera aproximación al estudio de la estabilidad de las prominencias, puesto que se las ha considerado formadas por hidrógeno en el estado fundamental y por hidrógeno ionizado. En los casos ópticamente gruesos analizados, la inestabilidad depende de la radiación incidente desde la fotosfera y cromósfera.

ABSTRACT: This method of stability analysis was developed for stellar envelopes and it is extended to solar protuberances taking into account the boundary conditions of this case. This is a first approximation to the study of the stability of solar protuberances because this chemical compositions have been simplified. Only hydrogen in its fundamental state and ionized hydrogen have been considered. In the optically thick case, the instability depends on the incident radiation coming from the photosphere and chromosphere.

**CALCULO DE LA TASA DE CALENTAMIENTO CORONAL POR DISIPACION  
DE ENERGIA MAGNETICA**

**CALCULATION OF THE CORONAL HEATING RATE BY DISSIPATION OF  
MAGNETIC ENERGY**

D. Gómez\* y C. Ferro Fontán\*\*

\* IAFE (CONICET)

\*\* FCEN (UBA)

**RESUMEN:** En los últimos años los resultados observacionales han puesto en evidencia que la corona solar es un medio muy inhomogéneo, constituido por una vasta gama de arcos magnéticos. Más aún, el campo magnético desempeña un rol protagónico en el balance energético de la región. Sugerimos que el calentamiento estacionario de la corona solar es producido por disipación de turbulencia magnetohidrodinámica. En el marco de nuestro modelo es posible derivar una estimación de la tasa de calentamiento, la cual resulta comparable a las tasas de enfriamiento conductivo y radiativo.

**ABSTRACT:** The observations made during the last years have shown that the solar corona is a very inhomogeneous medium composed by a wide variety of magnetic loops. Moreover, the magnetic field plays a very important role in the energy balance of the region. We suggest that the stationary heating of the solar corona is produced by dissipation of magnetohydrodynamic turbulence. We derive an estimation of the coronal heating rate which is comparable to the rates of conductive and radiative cooling.

**ASTROFISICA TEORICA**



**PERDIDA DE ENERGIA Y MASA POR COLAPSO Y RELAJACION VIOLENTA  
EN SISTEMAS DE PARTICULAS**

**ENERGY AND MASS LOSS BY COLLAPSE AND VIOLENT RELAXATION IN  
SYSTEMS OF PARTICLES**

J.L. Sérsic

OAC, CONICET

**RESUMEN:** Se desarrolló un modelo global para estudiar la evolución de un sistema dinámico que sufre los efectos de la relajación violenta. El modelo se aplica a distribuciones de densidad no homogéneas y no esféricas, y permite estimar la pérdida de masa y energía después del colapso.

**ABSTRACT:** A global model for the evolution of a dynamical system going through violent relaxation is presented. The model applies to non-homologous non-spherical density distributions and allows the estimate of the energy - and mass-losses due to escapes after collapse.

**INTRODUCCION**

En la XXX Reunión de la A.A.A. llevada a cabo en San Juan, presentamos con M. Mosconi y D.G. Lambas un modelo global para la relajación violenta de un sistema de partículas. En él hicimos uso de una ecuación para la relajación ob

tenida en base a consideraciones intuitivas. El modelo al que nos referimos supuso la conservación de la energía en el sistema ligado que relaja, de suerte que los escapes son todos parabólicos.

En la XXXI Reunión que tuvo lugar en La Plata, el autor presentó un intento de fundamentar en principios básicos la ecuación para la relajación usada anteriormente. Las observaciones y críticas formuladas por mis colegas Navarro y Mosconi en Córdoba y Tignanelli en La Plata fueron sumamente valiosas para el afinamiento de los conceptos, así como la puesta a punto del formalismo empleado.

En este trabajo describimos los siguientes resultados:

- Ecuación de Relajación.
- Escala de Tiempo de la Relajación.
- El Escape de Partículas.
- Sistema de Ecuaciones para la descripción de la R.V.
- Pérdidas de Energía y Masa.
- Comparación con Experimentos Numéricos.

## ECUACION PARA LA RELAJACION

La descripción global de un sistema dinámico de  $N$  partículas gravitantes se hace generalmente a través de la ecuación de Lagrange-Jacobi:

$$(1/2)J'' = 2E - U, \quad (1)$$

que vincula la derivada temporal segunda del momento polar de inercia  $J$  con la energía mecánica  $E$  y la energía potencial  $U$  del mismo. La ecuación precedente puede integrarse sólo si existiera una dependencia funcional  $U(J)$ , lo que sólo es posible para una clase particular de sistemas: aquellos

que evolucionan homológamente. En este caso, se tiene simplemente  $U(J) = K/J^{1/2}$  y la (1) conduce a oscilaciones anarmónicas sostenidas. Tal ha sido el enfoque tradicional en este tema (Cf. McMillan, 1936; Chandrasekhar y Ebert, 1972; Ferronsky et al., 1979; Sunder y Kochhar, 1985, etc.).

Nos interesa aquí hallar las ecuaciones globales que describen la relajación hacia el equilibrio virial, en el caso general de configuraciones no-homólogas, aunque manteniendo suficiente generalidad como para no comprometerse con un determinado modelo para la distribución de materia en el sistema.

Para ello observemos que la integración de (1) es posible si conociéramos para todo  $t$  el valor numérico de  $U$ . Diremos que  $W(J,t)$  es una representación de  $U$  si satisface la igualdad  $W(J,t)=U$ , para todo  $t$ . Debemos entonces encontrar una ecuación que nos de la dependencia de  $W$  sobre  $t$ , ya que obviamente  $W$  habrá de elegirse como homogénea de grado  $-1/2$  en  $J$ .

Consideremos ahora una transformación infinitesimal dependiente del tiempo,

$$S = - \sum \theta_i(\tau) (x \cdot y)_i, \quad (2)$$

donde las  $x$  e  $y$ 's son las coordenadas y momentos de las  $N$  partículas y la  $\theta_i(\tau)$  son otras tantas funciones de  $\tau$ , que se anulan con  $\tau \rightarrow 0$ . En estas condiciones, la transformación será infinitesimal, se reducirá a la identidad en  $\tau = 0$  y las  $\theta_i(\tau)$  podrán elegirse de suerte que la transformación presente la relajación de las  $x$  e  $y$ 's en  $t$  para  $\tau \rightarrow 0$ .

La relajación global del sistema vendrá descripta entonces por

$$S = -\partial(\tau) \sum (x \cdot y)_i, \quad (3)$$



donde la única función  $\theta(\tau)$  resulta de promediar las  $\theta$ 's

$$\theta(t) = \Sigma \theta_i(\tau) (x,y)_i / \Sigma (x,y)_i$$

sobre el espacio de las fases. Resulta claro que

-  $\theta(\tau)$  se anula con  $\tau \rightarrow 0$ , de suerte que (3) continua siendo infinitesimal,

- Excepto un entorno reducido de  $t_c$ , el tiempo de colapso del sistema, cuando  $\Sigma (x,y)_i = 0$ .

La aplicación de (3) a la hamiltoniana del sistema  $H(x,y) = T(y) + U(x)$  nos conduce a una transformada,

$$K(x,y;t+) = H(x,y) + (H;S) + \dots,$$

donde  $(f;g)$  es el paréntesis de Poisson entre  $f$  y  $g$ . La expresión anterior se reduce a:

$$K(x,y;t) = H(x,y) = E, \quad (4)$$

para  $\tau = 0$  en virtud del carácter infinitesimal de la transformación.

Por otra parte, el hecho de que  $H$  no contiene explícitamente a  $t$ , requiere que  $K$  satisfaga la ecuación:

$$\partial_\tau K = (K, \partial_\tau S). \quad (5)$$

Definamos ahora  $W(J,t)$  como una función homogénea de grado  $-(1/2)$  en  $J$ , que también depende explícitamente del tiempo, y pongamos

$$K(x,y;t+\tau) = T(y) + W(J,t+\tau),$$

donde  $T(y)$  es la misma función que aparece en  $H(x,y)$ , la energía cinética. La (4) nos da entonces:

$$W(J,t) = U(x), \quad (6)$$

mientras que la (5), para  $\tau = 0$ , resulta

$$\partial_t W = (K, \partial_t S)$$

o bien,

$$\partial_t W = g \cdot (2E - W), \quad (7)$$

una ecuación para la dependencia temporal de  $W$ . Para arribar a (7) hemos recordado la homogeneidad de  $W$  respecto de  $J$ ,

considerado la conservación de la energía (4), y definido  $g = \text{ABS}(\theta')$ , de suerte que (7) sea válida tanto para  $\theta > 0$  como  $\theta < 0$ . Las ecuaciones (6) y (7) definen unívocamente a  $W$ , siempre que conozcamos la dependencia temporal explícita de  $S$ ; es decir  $\theta'$ , para  $\tau \rightarrow 0$ .

### ESCALA DE TIEMPO DE LA RELAJACION

Consideramos los cambios  $\delta J$  y  $\delta W$  introducidos por la transformación (3) en (1), tenemos:

$$(1/2)(\delta J)'' = -\delta W,$$

una expresión que se reduce a:

$$(\delta J)'' = -k^2 \delta J,$$

luego de recordar a (7) y donde hemos puesto  $k^2 = -(W/J)$ . La solución de la ecuación precedente que se reduce a cero con  $\tau$  es proporcional a  $\text{sen}(k\tau)$ . Si además requerimos que  $\delta J/J = 1$  en  $k\tau = \pi/2$ , resulta enseguida:

$$\begin{aligned} \theta(\tau) &= -(1/2) \ln(1 - \text{sen}(k\tau)) \\ d\theta/d\tau &= k \cos(k\tau) / 2(1 - \text{sen}(k\tau)), \end{aligned}$$

para  $\theta$  y su derivada. Siempre que  $k\tau \neq \pi/2$ , la escala de tiempo de la relajación descrita por (7) resulta ser el doble de la escala natural del sistema.

$$g = k/2 = (1/2)(-W/J)^{1/2},$$

un resultado ya hallado por medio de experiencias numéricas (García Lambas et al., 1985).

El uso de (3) como función generadora de la transformación conduce a las siguientes consecuencias:

a) En cada instante  $t$ , excepto la vecindad de  $t_c$ , la transformación produce en el sistema un cambio compatible con el real en la dirección radial.

b) Si dicho movimiento requiere un conjunto de  $\theta$ 's que conducen a un valor constante de  $\theta(\tau)$ , el movimiento será homólogo, y entonces, ni S ni W dependerán explícitamente del tiempo.

c) Casi todos los sistemas dinámicos como los que consideramos aquí, poseen una función  $\theta(\tau)$  dependiente del tiempo y siguen, en consecuencia, una evolución no-homóloga. En ellos, tanto S como W dependen explícitamente del tiempo y el miembro derecho de (7) nos provee la contribución de la no-homología al valor de W.

d) Aquellos sistemas que evolucionan homológamente forman un conjunto de medida nula, caracterizado por la condición  $\theta=0$ . Es sencillo ver que el valor constante de  $\theta$  debe necesariamente ser cero, de lo contrario la correspondiente transformación se reduce a un mero cambio de escala.

#### SISTEMA DE ECUACIONES

Con (1), (7) y (8) podemos describir la evolución del subsistema ligado que rebaja. No nos extenderemos aquí en los detalles de cómo arribar al sistema de ecuaciones de trabajo, sólo nos limitaremos a escribirlas.

Con las nuevas variables  $R^2=J$ ;  $du=(-2/E)^{1/2}.dt/r$  y  $w = (W/2E)$ , tendremos:

$$(\ln w)' + R'/R = (1-w)/w^{1/2}, \quad (9a)$$

$$(\ln E)' = ch(1-w)/w^{1/2}, \quad (9b)$$

$$R'' = (4+(1/2)ch)R(1-w)/w^{1/2}. \quad (9c)$$

La tercera ecuación proviene directamente de (1), mientras

que las dos primeras resultan de (7) y (8), donde se ha postulado la continuidad de  $w$  y, en consecuencia, atribuido al término en  $ch$  el cambio de energía.

Para avanzar en la solución debemos ahora explicitar la estructura de  $W(J,t)$ . Es bien sabido que  $W.R = Q.M^{2.5}$  (Ferronsky et al., 1987; García Lambas, 1985), donde  $M$  es la masa del sistema mientras que  $Q$  depende tanto de la concentración como la forma de la distribución de masa. Análogamente, introduzcamos el parámetro  $q$  por medio de  $q = 2EiwR$ , donde  $E_i$  es la energía mecánica del sistema antes del episodio de escape. Obviamente  $q.\lambda = Q.M^{2.5}$ , donde  $\lambda = E/E_i$ . Observemos ahora que  $q$  viene dado por la ecuación auxiliar,

$$(\ln q)' = (1-w)/w^{1/2}. \quad (9d)$$

Para retornar al tiempo Newtoniano en vez de la variable independiente  $u$ , tenemos finalmente:

$$t' = (-2E)^{1/2}R. \quad (9e)$$

Las ecuaciones (9) nos permiten conocer la evolución global del sistema a través del colapso y relajación violenta. En efecto, con las condiciones iniciales

$$u=t=0; R_i=1; R_i'=0; M_i=1; E_i=T_i-Q_i; w_i=Q_i/2E_i,$$

la solución dependerá de dos parámetros: la energía cinética inicial  $T_i$ , y la configuración inicial descrita por  $Q_i$ .

En el modelo que desarrollaremos enseguida no será necesario conocer  $c(tc)$ , ni usar explícitamente (9b).

## PERDIDAS DE ENERGIA Y MASA

Aunque la función de distribución  $f(x,y;t)$  de las partículas del sistema nos es desconocida, a través de adecuadas hipótesis constitutivas podremos calcular los cambios en energía y masa resultantes del escape de partículas en un

sistema de N cuerpos que colapsa y sufre relajación violenta. La justificación de nuestras hipótesis yace en el acuerdo de sus predicciones con los experimentos numéricos.

Representemos el episodio de escapes por un evento de muy corta duración centrado en el instante  $t_c$  de máximo colapso. Designemos un valor  $F$  cualquiera con  $F_b, F_a$  según se refiera a épocas inmediatamente antes ( $t_c^-$ ) o inmediatamente después ( $t_c^+$ ) del episodio de escapes. Si la cantidad  $F$  corresponde a una función continua en torno a  $t_c$ , escribiremos  $F_c$  para su valor en  $t_c$ . Escribamos, además,

$$\lambda = E_a/E_b = E/E_i \text{ y también } M = M_a/M_b = M_a/1.$$

El cambio en energía mecánica en el subsistema que relaja, debido a los escapes es  $E_i(\lambda-1)$ , mientras que el cambio en energía potencial  $W_a - W_b$  es una fracción  $k < 1$  del mismo. Los experimentos numéricos sugieren fuertemente  $k = 1/2$ , lo que equivale a equipartir la energía perdida entre  $W$  y  $T$ . Esta condición nos lleva a:

$$\lambda = (Q_b - E_i R_c) / (2q_c - E_i R_c), \quad (10)$$

una expresión para el cambio de energía. De la integración del sistema (9) obtenemos  $q/Q_i$  y  $R$  como funciones del tiempo  $t$  y  $T_i/Q_i$  como parámetro. Para  $t = t_c$  se halló:

$$q_c/Q_i = .7956 + .8997(T_i/Q_i) - 1.1599(T_i/Q_i)^2 + .356(T_i/Q_i)^3,$$

$$R_c = .2076 + .9190(T_i/Q_i) + .5395(T_i/Q_i)^2 + 1.369(T_i/Q_i)^3,$$

(en un sistema de unidades donde el mínimo absoluto de  $Q$ ,  $Q_0 = .464758$ , fue tomado como unidad). A causa de que  $E_i = T_i = Q_i$ , resulta que  $\lambda$  es función sólo de  $T_i/Q_i$  y de  $Q_b/Q_i$ . Para

colapsos fríos o tibios ( $T_i/Q_i \ll .5$ ) la configuración del sistema inmediatamente antes de los escapes, recuerda lo que Wintner (1947) llama configuración central, y en consecuencia,  $Q_b$  se aproxima indefinidamente al valor mínimo permisible  $Q_0$  ( $=1$  en nuestras unidades), (García Lambas et al., 1985; también Ferronsky et al., 1987). De esta suerte  $\lambda$  puede conocerse para colapsos fríos y tibios. Por otra parte, las pérdidas de energía no son siempre posibles; cuando  $Q_b=Q_c$  se tiene  $\lambda = 1$  y aquellas configuraciones iniciales con  $Q_i$  mayor que  $Q_b/Q_c$  son incapaces de ello.

Para escribir una ecuación análoga a (10) para la masa  $M$ , debemos antes probar el siguiente lema: Si dividimos las partículas de un sistema gravitante de masa  $M$  en dos grupos  $M_1$  y  $M_2$ , de modo que sea  $M_1+M_2=M$  e imponemos la condición que las partículas de ambos grupos asumen similares distribuciones espaciales, entonces, si  $W$  es la energía potencial del sistema, ésta cambiará según

$$\partial_M W/W = 1/2, \quad (11)$$

cuando las partículas que conforman el grupo  $M_2$  son extraídas súbitamente del sistema y  $M_2 \rightarrow 0$ .

La línea de la demostración se basa en la similitud de las distribuciones espaciales, que permite escribir la energía de interacción entre ambos grupos como  $(1/2)W_1.M_2$ , y la pequeñez de  $M_2$ , que permite despreciar  $W_2$ , la energía potencial de las partículas del segundo grupo.

Ya que no hay razones para que las partículas que vayan a escapar estén espacialmente distribuidas en forma diferente a las restantes en una configuración central, el lema anterior nos permite usar la (11), y en consecuencia, tenemos  $W_a - W_b = -f(1-M) \partial_M W_b = -(f/2)(1-M)W_b = Q_b - \lambda Q_c$ . Aquí hemos supuesto que es sólo una fracción  $f$  de la masa de las partículas que escapan la responsable de la energía perdida por el sistema. El complemento al total,  $(1-f)(1-M)$ , es la masa

de las partículas que escapan con energía cero (escapes parabólicos). Resulta así la expresión para  $M$ , o sea, la masa que resta en el sistema después de los escapes,

$$M = (1+2/f) - (2/f)qc \lambda Qb \quad (12)$$

y los experimentos numéricos sugieren, de nuevo, que  $f=1/2$  es una buena aproximación. Ello significa que la función de partición de las partículas que escapan es cercana a la de equilibrio,  $\exp(-pE)$ .

A poco de que se lleven estos resultados a (1), es posible establecer la conexión entre las condiciones dinámicas globales del sistema antes y después del episodio de escapes. Hallamos así:

$$J_e = (5/2)E_i(\lambda-1)(t-t_c)^2,$$

para el momento de inercia del sistema de partículas que escapa y, después de algún álgebra,

$$\sigma^2 = (5/2)E_i(\lambda-1)/(1-M) = 5Qb/4Rc,$$

su dispersión de velocidades.

## COMPARACION CON EXPERIMENTOS NUMERICOS

Julio Navarro y Mirta Mosconi realizaron experimentos numéricos para comprobar los supuestos del modelo y sus predicciones, si bien las interpretaciones son responsabilidad del autor, agradezco a ellos su paciencia, cuidado y críticas.

Se usó un código N-Body de Aarseth con  $N=400$  partículas de igual masa y un ablandamiento igual a  $1/100$  de la distancia interpartícula media en el momento de colapso. Para discriminar cuáles partículas adquieren energía positiva para configurar un posible escape, se usó un procedimiento iterativo desarrollado por Navarro et al. (1987). De esta

suerte fue posible calcular los momentos de inercia, parámetros de estructura, etc. tanto para las partículas ligadas, cuanto para las que escapan, así como también el cambio en energía y masa, y la tasa de escapes, que resultó ser altamente concentrada en torno a  $t_c$ , justificando así nuestra aproximación impulsiva.

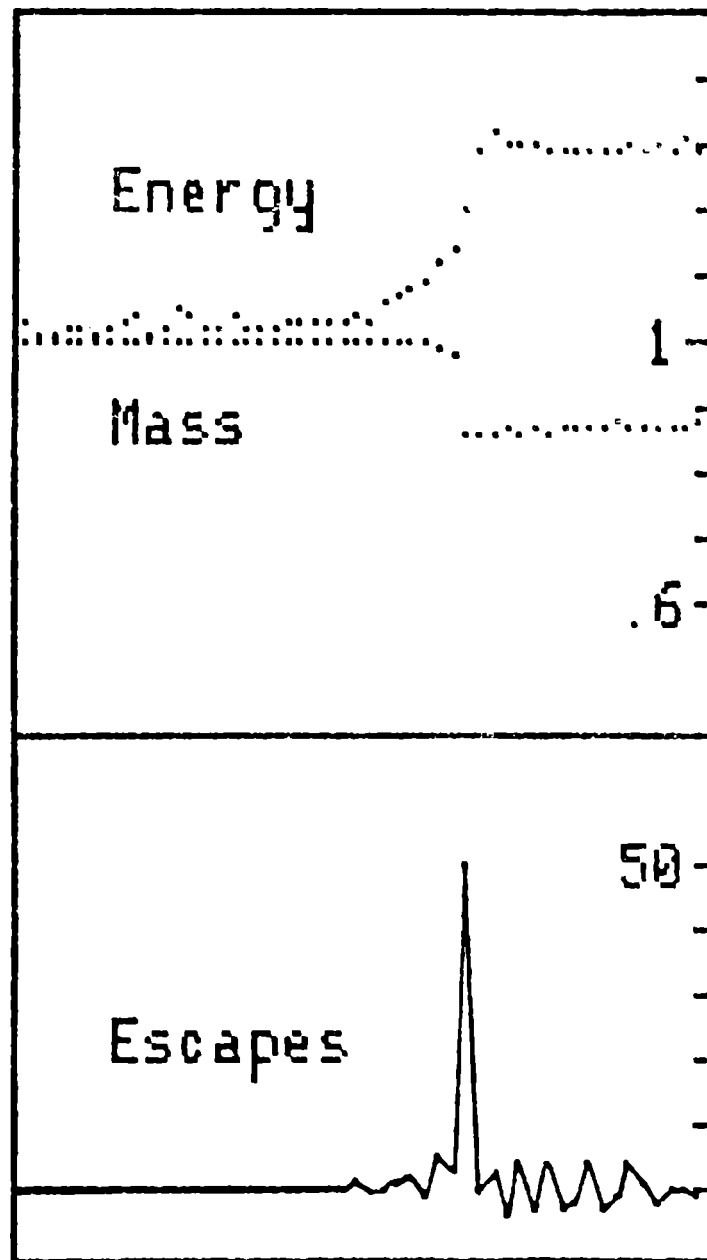


Figura 1: Arriba: cambios en energía mecánica total (E) y masa ( $\mu$ ) en el subsistema ligado que relaja violentamente. Abajo: tasa de escape de las partículas en el mismo caso. Nótese el agudo pico en el instante de colapso  $t_c$  y las oscilaciones de baja amplitud que siguen después. La información para esta figura proviene de un colapso frío de  $N=400$  partículas computado por J. Navarro.



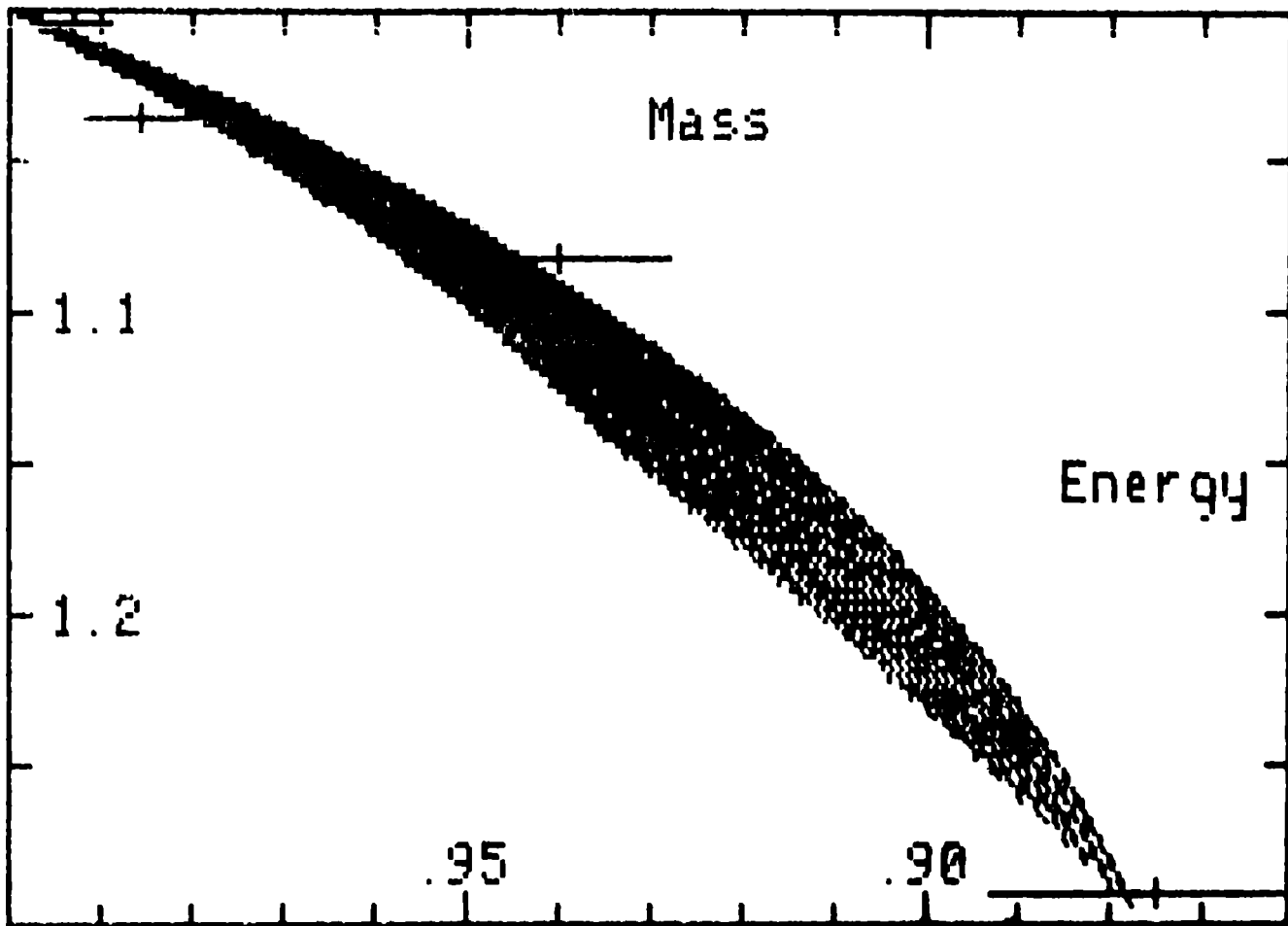


Figura 2: Relación entre  $\lambda = E/E_1$  y  $N$  para  $0 \leq T/D_1 \leq 0.5$  tal como sigue de las expresiones (10) y (12) del texto. Nótese que los valores predichos ocupan sólo una banda en el plano vs  $N$ . Los valores de  $\lambda$  y  $N$  hallados en experimentos numéricos (Tabla II) se hallan indicados con sus respectivas incertidumbres en  $N$ .

TABLA I  
Valores de  $\lambda$  y  $\mu$  en función de  $T_i$  y  $Q_i$

$Q_i/Q_0 =$	1.00	1.05	1.10	1.15	1.20	1.25
$T_i/Q_i$						
.00	$\lambda \approx 1.295$ $\mu \approx .877$	1.226 .901	1.164 .925	1.106 .949	1.054 .973	1.006 .997
.05	1.226 .890	1.162 .918	1.104 .945	1.051 .972	1.003 .998	
.10	1.170 .906	1.111 .937	1.055 .967	1.005 .996		
.15	1.125 .923	1.067 .957	1.015 .990			
.20	1.089 .940	1.032 .977				
.25	1.060 .955	1.004 .997				
.30	1.037 .970					
.35	1.021 .982					
.40	1.009 .991					
.45	1.002 .998					

TABLA II  
Comparación con experimentos con  $N=400$  partículas

Condiciones Iniciales	Experimentos	Modelos
$T_i = 0$ $Q_i = Q_0$	$\lambda = 1.29$ $\mu = .875 .018$	$= 1.295$ $= .877$
$T_i = .1657$ $Q_i = Q_0$	$= 1.08$ $= .94 .012$	$= 1.113$ $= .928$
$T_i = .2042$ $Q_i = 1.233Q_0$	$= 1.00$ $= .993 .004$	$= 1.000$ $= 1.000$
$T_i = 0$ $Q_i = 1.233Q_0$	$= 1.036$ $= .985 .006$	$= 1.022$ $= .989$

## REFERENCIAS

- Chandrasekhar, S. y Ebert, D.O. 1972, M.N.R.A.S. 155, 435.
- Dragt, A.J. y Finn, J.M. 1976, J. Math. Phys. 17, 2215.
- Ferronsky, V.I.; Denisik, S.A. y Ferronsky, S.V. 1987,  
JACOBI DYNAMICS, Reidel, Dordrecht.
- García Lambas, D.; Mosconi, M. y Sérsic, J.L. 1985,  
Astrophys. Sp. Sci. 113, 89.
- Gurzadyan, V.G. y Savvidy, G.K. 1986, Astron. Astrophys.  
160, 203.
- Henon, M. y Heiles, C. 1964, Astron. J. 69, 73.
- Khilmi, G.F. 1961, Qualitative Methods in the Many Body  
Problem, G&B, New York.
- Lynden-Bell, D. 1967, M.N.R.A.S. 136, 101.
- McMillan, W.D. 1936, Dynamics of Rigid Bodies, Constable  
Co., London.
- Navarro, J. y Mosconi, M. 1987, Astrophys. J., in press.
- Som Sunder, G. y Kochhar, R.K. 1985, M.N.R.A.S. 213, 381.
- Wintner, A. 1947, The Analytical Foundations of Celestial  
Mechanics, Princeton U.P., Princeton, New Jersey, U.S.A.

**SOLUCION PERTURBATIVA AL PROBLEMA DE LA BACK REACTION PARA  
ESPACIO-TIEMPOS ESTATICOS**

**PERTURBATIVE SOLUTION TO THE BACK REACTION PROBLEM IN  
STATIC SPACE TIMES**

C.O. Lousto<sup>1</sup>, M.A. Castagnino<sup>1,2</sup> y N.G. Sánchez<sup>3</sup>

1: Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Argentina,  
CONICET

2: Instituto de Física de Rosario, Argentina

3: Observatoire de Paris, Francia

**RESUMEN:** Se proyectan las ecuaciones de Einstein sobre una 3-superficie tipo espacial, considerando explícitamente que tomamos un espacio-tiempo estático. Luego, dentro de esta 3-superficie, hacemos una nueva proyección para expresar las ecuaciones de Einstein en términos de la curvatura bidimensional. El sistema de ecuaciones así planteado es equivalente a las ecuaciones de Einstein en 4 dimensiones. Buscando una solución a las mismas, se supone que el problema tiene simetría esférica. En este caso se logran desacoplar las ecuaciones y se halla una ecuación integral que puede ser iterada para hallar la solución perturbativa al problema. Como primer ejemplo de aplicación de este método, estudiaremos el efecto de back reaction producido por la creación cuántica de partículas sobre la métrica de Schwarzschild. Así se utilizan los  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  de la literatura, hallados recientemente, para resolver las ecuaciones semiclásicas de Einstein, i.e.

$$R_{\mu}^{\nu} - 1/2R \delta_{\mu}^{\nu} = \langle T_{\mu}^{\nu} \rangle^{\text{ren}}$$

Se hallaron expresiones analíticas para los coeficientes de la métrica corregida a un "loop" para el  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  en el vacío de Hartle-Hawking-Israel, para un campo escalar no masivo. Utilizando estos resultados se puede estimar la corrección a la emisión de Hawking en el régimen cuasi-estático. Hallándose para la temperatura de emisión:

$$T = (8\pi M)^{-1} \left| 1 + (M_p/M)^2/36\pi \right|^{-1/2},$$

donde  $M_p = (\hbar G/c^3)^{1/2}$ . Con esta temperatura y la corrección al área del horizonte, se hallan los nuevos valores de la cantidad de energía emitida y del tiempo de vida del agujero negro.

ABSTRACT: We project the Einstein eqs. on an spacelike 3-surface, taking into account explicitly that we shall restrict ourselves to static space-times. Then, on this surface, we project again to express the Einstein eqs. in terms of the bidimensional extrinsic curvature. The set of eqs. so stated is equivalent to the 4-dimensional Einstein eqs. Looking for a solution to this eqs. it is supposed that the system has spherical symmetry. In this case we can uncouple the set of eqs. and we find integral eqs. that can be iterated to find the perturbative solution to the problem. As a first example of application of our method, we will study the back reaction effect produced by the quantum creation of particles on the Schwarzschild geometry. We shall use  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  from the literature, found a few years ago, to solve the semiclassical Einstein eqs. i.e.

$$R_{\mu}^{\nu} - 1/2R \delta_{\mu}^{\nu} = \langle T_{\mu}^{\nu} \rangle^{\text{ren}}.$$

We found analitic expressions for the metric coefficients corrected up to one loop for the  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  in the

Hartle-Hawking-Israel vacuum for a free massless scalar field. Using these results we can estimate the correction to the Hawking emission in the quasi-static regime. We found for the emission temperature

$$T = (\theta M)^{-1} \left| 1 + (M_p/M)^2 / 36\pi \right| ,$$

where  $M_p = (\hbar G/c^3)^{1/2}$ .

With this temperature and the correction to the horizon area we find the new values of the emitted energy and lifetime of the black holes.

## 1. INTRODUCCION

El problema de "back reaction" consiste en resolver consistentemente las ecuaciones semiclásicas de Einstein:

$$R_{\mu}^{\nu} - 1/2 R \delta_{\mu}^{\nu} = \langle T_{\mu}^{\nu} \rangle^{\text{ren}} , \quad (1)$$

donde la métrica  $g_{\mu\nu}$  se toma como un background clásico y la ecuación para el campo cuántico en el espacio-tiempo correspondiente (i.e. para el campo escalar libre):

$$(\square + m^2 + \xi R) \phi = 0 , \quad (2)$$

que es la generalización de la ecuación de Klein-Gordon para espacio-tiempo curvos.

Este es un sistema de ecuaciones acopladas para  $g_{\mu\nu}$  y  $\phi$ , pues en (2) aparece  $g_{\mu\nu}$  a través de  $R$  y en (1) aparece  $\phi$  al calcular el  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  renormalizado.

Nosotros estamos principalmente interesados en estudiar el efecto que produce sobre la geometría de fondo (i.e. Schwarzschild) la radiación de Hawking emitida por un agujero negro. Para esto se procederá perturbativamente con un formalismo que describiremos brevemente en la sección 3 y que será publicado en mayor detalle próximamente<sup>(1)</sup>.

En 1974, S.W. Hawking (2,3) descubrió que los agujeros negros en el vacío no son tan negros, ya que pueden radiar partículas por efectos cuánticos con un espectro de cuerpo negro y una temperatura inversamente proporcional a su masa. Este fenómeno, de carácter totalmente distinto al de acreción estudiado anteriormente (4,5,6), puede entenderse como una analogía al correspondiente de creación de pares (partícula-antipartícula) por un campo electromagnético suficientemente intenso. El agujero negro crearía un par cerca del horizonte de eventos. Eventualmente una antipartícula podría caer dentro del agujero negro y la partícula escapar al infinito. Como la antipartícula puede pensarse como una partícula viajando hacia atrás en el tiempo, todo el proceso es equivalente a una partícula que escaparía del agujero negro hacia el infinito luego de sufrir un scattering en el lugar donde se creó el par. Esto puede pensarse como un efecto túnel. Cuánticamente, la partícula puede escapar a una barrera de potencial de la cual, clásicamente, no podría hacerlo.

El trabajo de Hawking fue una solución de orden cero al sistema de ecuaciones (1) y (2). Supuso pequeñas contribuciones cuánticas al  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle^{ren}$  para hallar una solución de vacío a (1):

$$R_{\mu}^{\nu} - 1/2R\delta_{\mu}^{\nu} = 0 \quad (3)$$

con  $\Lambda = 0$ . Para simetría esférica esta solución será la de Schwarzschild.

Luego para campos no masivos ( $m = 0$ ) la ecuación (2) quedará:

$$\phi = 0 \quad (4)$$

pues  $R = 0$  para la solución de Schwarzschild.

La base de soluciones de esta ecuación  $(U_{\omega})$   $U$   $(U_{\omega}^*)$ , define operadores de creación y destrucción  $a_{\omega}^+$  y  $a_{\omega}$  y con

ellos tenemos la definición de un vacío  $|0\rangle$ :

$$a_{\omega} |0\rangle = 0 \quad (5)$$

Luego un observador en el infinito verá un espectro de partículas dado por (7):

$$\langle 0 | a_{\omega} a_{\omega}^{\dagger} | 0 \rangle = (\exp(\omega/T) - 1)^{-1} \quad (6)$$

donde  $T = 2\pi k(0)$  (7)

es la temperatura y  $K(0)$  es la gravedad superficial del agujero negro.

Nosotros consideramos el  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle^{\text{ren}}$  de esta radiación para poner en el segundo miembro de (1) y luego resolveremos para la métrica y hallaremos las correcciones a la temperatura de Hawking a través de (7).

## 2. ECUACIONES DE EINSTEIN

Se descomponen las ecuaciones de Einstein en un formalismo (1+1+2) para el caso de espacio-tiempos estáticos (8). Estos se pueden representar por la métrica:

$$ds^2 = -v^2 dt^2 + \rho^2(v) dv^2 + h_{ij} d\theta^i d\theta^j \quad (8)$$

Las ecuaciones de Einstein quedarán:

$$v^{-1} \rho^{-1} (K - \rho^{-2} \partial \rho / \partial v) = -T_0^0 + T/2 - \Lambda \quad (9)$$

$$\partial_i \rho = v \rho^2 (\partial_i K - K_{ij} |^j + T_{vi} / \rho) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} 1/2(K^{mi} K_{mi} - K^2 - 2K/(\rho v)) \delta_i^j + \rho^{-1} \rho_{|i}^j + \rho^{-1} \partial K_i^j / \partial v + v^{-1} \rho^{-1} K_i^j = \\ = T \delta_i^j / 2 - T_i^j - T_v^v \delta_i^j \end{aligned} \quad (11)$$

con  $T = T^{\mu}_{\mu}$  y

$$K_{ij} = 1/2 \rho \partial g_{ij} / \partial v \quad (12)$$

y

$$K = h^{ij} K_{ij} \quad (13)$$



### 3. SOLUCION PERTURBATIVA

Para el caso de simetría esférica:

$$ds^2 = -\Omega^2 dt^2 + k^{-2}(\Omega) d\Omega^2 + h(\Omega) (d\theta^2 + \text{sen}^2(\theta) d\phi^2) \quad (14)$$

Las ecuaciones de Einstein no triviales son:

$$k/\Omega(K+k') = T/2 - T_0^0 - \Lambda \quad (15)$$

$$K^2/2 - kK/\Omega + kK' = T_0^0 - T_V^V \quad (16)$$

ahora, haciendo el cambio de variables:

$$f(\Omega) = k(\Omega) - MK^2(\Omega)/(4\Omega^2) \quad (17)$$

estas ecuaciones se desacoplan y se pueden resolver:

$$f(\Omega) = (k/\Omega)^2 \left[ \int d\Omega H(\Omega)\Omega^2 / K^2(\Omega) + \text{Cte} \right] \quad (18)$$

con  $H(\Omega) = \Omega(T/2 - T_0^0 - \Lambda)/k - 2(T_0^0 - T_V^V)/K \quad (19)$

y  $K(\Omega) = \Omega \left| \int (L(\Omega)/\Omega - 2\Omega/M) d\Omega + \text{Cte} \right. \quad (20)$

con  $L(\Omega) = (2\Omega^2/MK) \left| 2(T_0^0 - T_V^V)/K - (K'/K - 1/\Omega)f \right| \quad (21)$

ecuaciones integrales que se pueden iterar para resolver totalmente.

### 4. $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$ EN EL VACIO DE HARTLE-HAWKING-ISRAEL

Este  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  describe un agujero negro en equilibrio térmico con radiación. Puede pensarse el agujero negro emitiendo radiación a una temperatura  $T$ , pero recibiendo la misma cantidad de radiación de una cavidad reflectante que lo envuelve.

Para los cálculos tomaremos el  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  de Page<sup>(9)</sup> de un campo escalar libre no masivo. Luego de reemplazar esto

dentro del mecanismo de la sección anterior, obtendremos expresiones analíticas para los coeficientes de la métrica:

$$f(\Omega) = 2M\epsilon(1-\Omega^2) \left| 3(1-u)^3 - 24u^2 + 83u + u^{-2} + 5/u + u^{-2}(1-u)^{-3} \right. \\ \left. + 2(1-u)^{-2}(5-2u-2u^2) - 2u^{-2}(1-u)(1+5u) - 24 \ln(1-u) \right| \frac{u=r^2}{u_0=r_0^2} \\ + f_- \quad (22)$$

$$K(\Omega) = \Omega \left| 1 - \Omega^2 \right| \frac{r}{r_0} / M + 8M \epsilon \Omega \left| 2u^{-2}(1-u)^2 - u/(1-u) + 2(1-u)^{-2} \right. \\ \left. + 4/(1-u) + 1/u + 56 - 49u - 36 \ln(1-u) + 24u \ln(1-u) + \right. \\ \left. + 9/2(1-u)^4 - 13u^3 + 123u^2/2 - u^{-2}/2 \right| \frac{r}{r_0} \frac{2}{r_0} + K_- \quad (23)$$

con  $\epsilon = \hbar G/c^3 (90.8^3 \cdot \pi \cdot M^4)^{-1}$  y donde  $\Omega_0$  es el "radio" de la cavidad reflectante en la que se mantiene el agujero negro en equilibrio térmico.  $f_-$  y  $K_-$  se pueden poner en función de parámetros dependientes del stress de la cavidad:

$$K_- = \Omega_0 (1 - \Omega_0^2) / M - \gamma \quad (24)$$

$$f_- = (M\gamma/4 \Omega_0^2) (2 \Omega (1 - \Omega_0^2) / M - \gamma) \quad (25)$$

con 
$$\gamma = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \int_{-\Delta}^{\Delta} d\Omega T_{00} (1 - \Omega^2) / 4M \quad (26)$$

## 5. EVAPORACION DE AGUJEROS NEGROS

Desde el descubrimiento de Hawking en 1984 de que los agujeros negros radian en el espacio-tiempo de Schwarzschild (solución de vacío de las ecuaciones de Einstein), ha sido muy interesante calcular el efecto de esta radiación

sobre la geometría. Si bien nosotros estudiamos el caso estático, podemos extender los resultados obtenidos con el  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  en el vacío de Hartle-Hawking-Israel, considerándolos en el límite cuasiestático del caso dependiente del tiempo, i.e. el  $\langle T_{\mu}^{\nu} \rangle$  en el vacío de Unruh. Es más, si se tiene en cuenta que los  $\langle \phi^2(x) \rangle^{ren}$  en los vacíos de Hartle-Hawking-Israel y Unruh, coinciden en el horizonte<sup>(10)</sup> (donde se crean la inmensa mayoría de las partículas emitidas), pueden obtenerse resultados bastante confiables.

La temperatura del agujero negro se obtiene de la gravedad superficial:

$$T = k(0)/2\pi \quad (\Omega=0 \text{ en el horizonte}) \quad (27)$$

luego:  $T_{BR} = T_H(1+\alpha(M_p/M)^2) \quad (28)$

con  $M_p = (G\hbar/c^3)^{1/2} = 10^{-5} \text{gr.}$  y  $\alpha = 1/36 \pi$ .

Vemos que como  $\alpha > 0$  tendremos una temperatura mayor a la prevista sin back reaction, por lo tanto es de suponer que tendremos una mayor emisión y un menor tiempo de vida del agujero negro, a pesar del decrecimiento del área del horizonte. Los siguientes cálculos confirmarán estas suposiciones.

El "radio" del horizonte también se modificará por la back reaction:

$$r_H = 2M(1-\beta/2(M_p/M)^2) \quad (29)$$

con  $\beta = 17/960 \pi > 0$  tendremos un decrecimiento en el tamaño del horizonte. Mientras que la energía total emitida será:

$$-dMc^2/dt = 4\pi r_H^2 \sigma T^4 \quad (30)$$

o sea:  $dM/dT|_{BR} = dM/dt_H (1+(4\alpha-\beta)(M_p/M)^2) \quad (31)$

Como  $4\alpha - \beta > 0$  vemos que la emisión total corregida por back reaction es mayor a la sin corregir debido a que el decrecimiento en el área del horizonte no alcanza a compensar el aumento en la temperatura.

Finalmente, integrando la fórmula para la pérdida de energía, hallamos el tiempo de vida del agujero negro:

$$BR = H(1-3(4\alpha-\beta)(M_p/M)^2) \quad (32)$$

Vemos que el tiempo de vida del agujero negro disminuye por el efecto de "back reaction".

## 6. CONCLUSIONES

Hemos desarrollado un método para trabajar iterativamente el problema de la back reaction. Como un primer ejemplo de lo poderoso de este formalismo hemos resuelto este problema a un loop para el caso particular del espacio-tiempo de Schwarzschild con emisión de partículas escalares sin masa y obtuvimos las correcciones a la temperatura de emisión, así como al radio del horizonte de eventos. Esto nos permitió hallar una mayor emisión a la prevista por Hawking (ver ec. (31)) y un menor tiempo de vida del agujero negro (ver ec. (32)). De esta ecuación vemos que el tiempo de vida cae a cero para  $M < 0.3M_p$ , hecho que puede significar que la back reaction inhibe la formación de agujeros negros en masas menores a  $0.3M_p$ . Pero este valor depende de la validez de nuestra aproximación a un loop. Trataremos de dilucidar esto en un próximo trabajo.

## REFERENCIAS

1. Castagnino, M.N.; Loustó, C.O. y Sánchez, N.B. 1987, en preparación.
2. Hawking, S. 1974, Nature 248, 80.
3. Hawking, S. 1975, Comm. Math. Phys. 43, 199.
4. Loustó, C.O. Bol. Asoc. Arg. Astr. 31, 272.

5. Loustó, C.O. 1986, Rev. Mex. Astr. Astrof. 13, 75.
6. Loustó, C.O.; Vucetich, H. 1987, Proceedings of STLARG VI, World Sci. Publ. Co., Singapore, ed. M. Novello.
7. Birrell, N. y Davies, P. 1982, "Quantum Fields in Curved Space", Cambridge Univ. Press, Cambridge.
8. Israel, W. 1967, Phys. Rev. 164, 1776.
9. Page, D. 1982, Phys. Rev. D, 25, 1499.
10. Candelas, P. 1980, Phys. Rev. D. 21, 2185.

## INHOMOGENEIDADES SOLITONICAS EN EL MODELO STANDARD

### SOLITONIC INHOMOGENEITIES IN THE STANDARD MODEL

J. Cruzate<sup>1</sup>, M. Díaz<sup>2</sup>, R. Gleiser<sup>2,3</sup> y J. Pullin<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup> Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo y Comisión Nacional de Energía Atómica, 8400 Bariloche

<sup>2</sup> Facultad de Matemática, Astronomía y Física, Universidad Nacional de Córdoba

<sup>3</sup> Miembro de la Carrera CONICET

<sup>4</sup> Becario del CONICET

**RESUMEN:** Se presentan familias de soluciones exactas de las ecuaciones de Einstein que representan universos altamente anisotrópicos e inhomogéneos que evolucionan asintóticamente a un régimen de Robertson Walker para grandes valores del tiempo. Algunos pueden ser interpretados como perturbaciones al Modelo Standard. Las métricas son construídas con el método de Belinskii y Zakharov y describen la evolución de solitones gravitatorios sobre cosmologías con materia. Se incluye también el importante caso de perturbaciones en un universo de DeSitter.

**ABSTRACT:** We present families of exact solutions of the Einstein field equations that represent highly anisotropic and inhomogeneous universes which evolve into a Robertson Walker regime asymptotically for large values of time. Some of these can be interpreted as perturbations on the Standard Model. The metrics are constructed with the use of the Inverse Scattering Technique of Belinskii and Zakharov and

describe the evolution of gravitational solitons on material backgrounds. The important case of perturbations on a DeSitter background is also included.

## INTRODUCTION

Our Universe appears as isotropic and homogeneous on scales larger than about 100 Mpc, which is in accordance with the Standard Model. However, the growth of the rich anisotropic structure present at smaller scales has not, so far, been successfully explained by the theory of perturbations of that Model (Peebles, 1982).

This is a strong reason to assume that at least some of the structure may not have had its origin on the tidal forces in the isotropic and homogeneous stage, but rather be the consequence of strong inhomogeneities and anisotropies that were present at the early stages of evolution of our Universe. Besides, there are also strong reasons to suppose that a Cosmic Background of gravitational radiation may be present due to the violent gravitational processes subsequent to the Big Bang, as a gravitational partner of microwave background of electromagnetic radiation.

There has been, as a consequence, an increasing interest in the study of exact solutions of the Einstein Equations that represent anisotropic and inhomogeneous cosmologies. Exact solutions have the main advantages of retaining the rich nonlinear structure of the Einstein Equations and avoid the problems of gauge fixing inherent to the perturbative approach.

Interesting examples of anisotropic and inhomogeneous cosmologies have been constructed with the Inverse Scattering Technique (ISM) (Belinskii and Zakharov, 1978; Belinskii, 1979; Verdaguer, 1986). The ISM is applicable when the spacetime considered has two commuting Killing vector fields, which essentially means that the whole problem considered has dependence on only two coordinates. When applied to cosmology, this restricts ourselves to the consideration of planar or cylindrical symmetry. Although these are rather specialized geometries, the main intention is to try to mimic behaviours that can be expected in the more general cases, where exact solutions are lacking. The ISM allows us to construct, from any known exact solution compatible with the symmetries considered (seed metric), a new exact solution with the distinctive feature of the presence of "Solitary Waves" that travel over the seed geometry.

The ISM relies crucially on the development of a Nonlinear Sigma Model structure in the Einstein Equations (see Diaz 1986 for a review), which is only present if the projection of the Ricci tensor over the "ignorable coordinates" (the ones over which the metric does not depend) vanishes. This largely restricted the application of the ISM to vacuum or "stiff matter ( $p = \rho$ ) fluids. It was therefore of interest, specially for astrophysical applications, to find extensions of the ISM that would be useful in the case of more general perfect fluids. This, for the reasons stated above, cannot be accomplished within the framework of the original formulation of ISM. It is, however, a well known fact that a solution of the vacuum Einstein Equations in 4+d dimensions is equivalent (if one



supposes that the metric does not depend on and is diagonal over the  $d$  extra dimensions) to a solution of the 4 dimensional equations with  $d$  scalar fields as source (Kaluza, 1921). These scalar fields have a stress energy tensor with vanishing trace. Therefore, under certain integrability conditions, they can represent radiative fluids. These conditions are only satisfied in cases of high symmetry and the Robertson Walker models are examples of these cases. Thus, solitonic solutions that can be interpreted as perturbations over radiative fluid Robertson Walker spacetimes can be constructed (Ibáñez and Verdaguer, 1986). Recently, the application of the ISM to the generation of solutions in five dimensions with stiff matter as source, allowed us to generalize these results and construct solitonic perturbations of four dimensional perfect fluid solutions (Díaz, Gleiser, Pullin, 1987a). Within these fluids, we were allowed to treat the ( $p = -\rho$ ) case which corresponds to a "false vacuum" or DeSitter case, relevant in connection with the new Inflationary (Linde, 1982) model of the Universe. Also we could generate solutions of the Brans-Dicke theory of gravitation.

The ISM is used, essentially, for the integration of the Nonlinear Sigma Model equation that appears in the Einstein Equations when the projection of the Ricci tensor over the ignorable coordinates vanishes. However, the solutions of the Nonlinear Sigma Model equation are subject to some other constraints stemming from the fact that it is only a part of the Einstein equations. This forces the metrics obtained by means of the ISM to be renormalized. Usually, this was accomplished multiplying the metric by a scalar function. We (Díaz et al., 1987b) noted that, when

considering diagonal solutions, a matricial renormalization was also possible, allowing us to enlarge the families of solutions obtained. These new solutions depended on  $d-3$  extra parameters that can be used to control the amplitude and polarization of the solitary waves that appear in the solution. These were fixed with the traditional scheme and so now we are able to develop more realistic perturbations in the sense that they can be made arbitrarily small.

The organization of this article is as follows; in Sec. 2 we present a two soliton, real pole family of metric, that are relevant as cosmological models. In Sec. 3 we discuss the important DeSitter case. In Sec. 4 we present a four soliton, complex pole family, which is used to study collision processes.

## 2. REAL POLE TWO SOLITON METRIC

Throughout this article we will only consider cylindrical symmetry. In this case, metrics with real poles represent spacetimes with an outgoing solitonic wave, which leaves behind a region that becomes isotropic and homogeneous. That is, the passage of the wave isotropizes and homogeneizes the Universe. The metric is the following:

$$ds^2 = f(r,t)(-dt^2 + dr^2) + g_{zz} dz^2 + g_{\psi\psi} d\psi^2 \quad (1)$$

$$f(r,t) = \frac{Ct^n (\sigma_1 - \sigma_2)^{u-2} (\sigma_1 \sigma_2)^{-p+2} (t + \sigma_1 r)(t + \sigma_2 r)^q}{r^2 \left[ (1 - \sigma_1^2)(1 - \sigma_2^2) \right]^{u/2} (1 - \sigma_1 \sigma_2)^2},$$

$$u = 2(q^2 + p^2 + qp), \quad \theta = -q/2(3n-2) - p/2(3n-4),$$

$$g_{zz} = t^n (\sigma_1 \sigma_2)^{-p}, \quad g_{\psi\psi} = t^n (\sigma_1 \sigma_2)^{-q} r^2,$$

where  $p$  and  $q$  are arbitrary parameters stemming from our new normalization procedure;  $C$  is a constant that should be fixed requiring the metric to be regular on the  $z$  axis; the result is  $C = (\omega_2^2 - \omega_1^2) / \omega_1^{2Q}$ .

The  $\sigma$ 's are quantities associated with the solitonic technique (pole trajectories).

$$\sigma_k^\pm = - \left| (\omega_k^2 + r^2 + t^2) \pm \left( (\omega_k^2 + r^2 + t^2)^2 - 4 t^2 r^2 \right)^{1/2} \right| / (2rt)$$

We shall take  $\sigma_1 = \sigma_1^-$  and  $\sigma_2 = \sigma_2^+$ .

The metric (1) is an exact solution to the four dimensional Einstein equations with an energy momentum tensor of the form:

$$T_{\mu\nu} = \phi_{;\mu;\nu} \phi^{-1} + \chi_{,A} \chi_{,B} - 1/2 (\chi_{,\alpha} \chi^{,\alpha}) g_{\mu\nu} \quad (2)$$

with:

$$\phi = t^{-n+1} (\sigma_1 \sigma_2)^{(p+q)}, \quad \chi = |3/2n(2-n)|^{1/2} \ln t \quad (3)$$

It can be regarded as a family of solitonic perturbations of a flat Friedmann Robertson Walker cosmology:

$$ds_{\text{back}}^2 = t^n (-dt^2 + dr^2 + dz^2 + r^2 d\psi^2), \quad (4)$$

with a perfect fluid with a gamma law equation of state as a source. The relevant quantities for this metric are:

$$\gamma = 2(2+n)/3n, \quad \rho = 3/4n^2 t^{-n-2}, \quad p = (\gamma - 1) \rho \quad (5)$$

With our choice for the  $\sigma_i$ , we have, asymptotically:

$$\sigma_1 \xrightarrow{t \rightarrow \infty} -\frac{t}{r} - \frac{\omega_1^2}{r t}, \quad \sigma_2 \xrightarrow{t \rightarrow \infty} -\frac{r}{t} + \frac{\omega_2^2 r}{t^3}, \quad (6)$$

that implies that in this limit,  $g_{\mu\nu} \rightarrow g_{\mu\nu b}$ , i.e., the metric goes to the background flat FRW model for large values of time.

Some relevant cases can be considered in metric (1) as background fluids, namely:

i) For  $n = -2$  we have a fluid with  $p = -\rho$ , which can be thought of as a cosmological constant ( $\Lambda = -3$ ) in the Einstein equations. We will analyze this case in detail in sec. VII.

ii) For  $n = 0$  we have a Minkowski background. We wish to stress that in this limit our approach does not coincide with the usual vacuum case since the "perturbed" metric (11-12) is not a vacuum solution, since the potential  $\phi$  is perturbed and a nonvanishing contribution appears in (6).

iii) For  $n = 1$  we have a "stiff matter" ( $p = \rho$ ) fluid in the background. In this case our approach can match the known results from stiff matter in four dimensions in the particular case when  $p = -q$ .

iv) For  $n = 2$  we have a radiative fluid ("ultrarelativistic matter"  $p = \rho/3$ ) in the background and a vanishing trace in the perturbed stress tensor. With the choices  $p = q = -2/3$ , and  $q = -4/3$ ,  $p = 2/3$  we get respectively the metrics (7)

and (10) of Ibáñez and Verdaguer (1986). This case can also include the Brans-Dicke theory, but we will comment this issue in Sec. IX.

v)  $n = 4$  corresponds to the important case of dust ( $p = 0$ ).

We will now perform some numerical analyses of relevant quantities connected with the metric (1). All plots are done for three values of time  $t = .5, 1, 1.5$ ; the solitonic parameters are  $\omega_1 = .2$   $\omega_2 = .1$  and the renormalization parameters take the values that coincide with the scalar renormalization case  $q = p = 2/3$ . In Figure 1 we see the evolution of the Weyl spinor component  $\Psi_4$ , which depicts the radiative modes of the gravitational field. We see that in the cases in which the problem has a speed of sound different from the speed of light, there is a violent attenuation of the soliton due to gravitational-matter interactions. Solitonic behaviour in a physical system occurs when there is a single characteristic speed of propagation. In Figure 2, the evolution of the energy density, relative to the background value is shown. We again see typical solitonic behaviour, with abrupt edges in the graphs in the  $n = -2$  (DeSitter), 0 (Minkowski), 1 (Stiff Matter) cases, in which the characteristic speed of propagation is the speed of light. In the  $n=2$  (radiative fluid), 4 (dust) there is a great smoothing of curves due to interactions. Finally, in Figure 3 we see how the variation of the  $p$  and  $q$  parameters enables us to vary the amplitude of the solitonic perturbation. A detailed analysis of this family will be presented elsewhere (Díaz et al., 1987c).

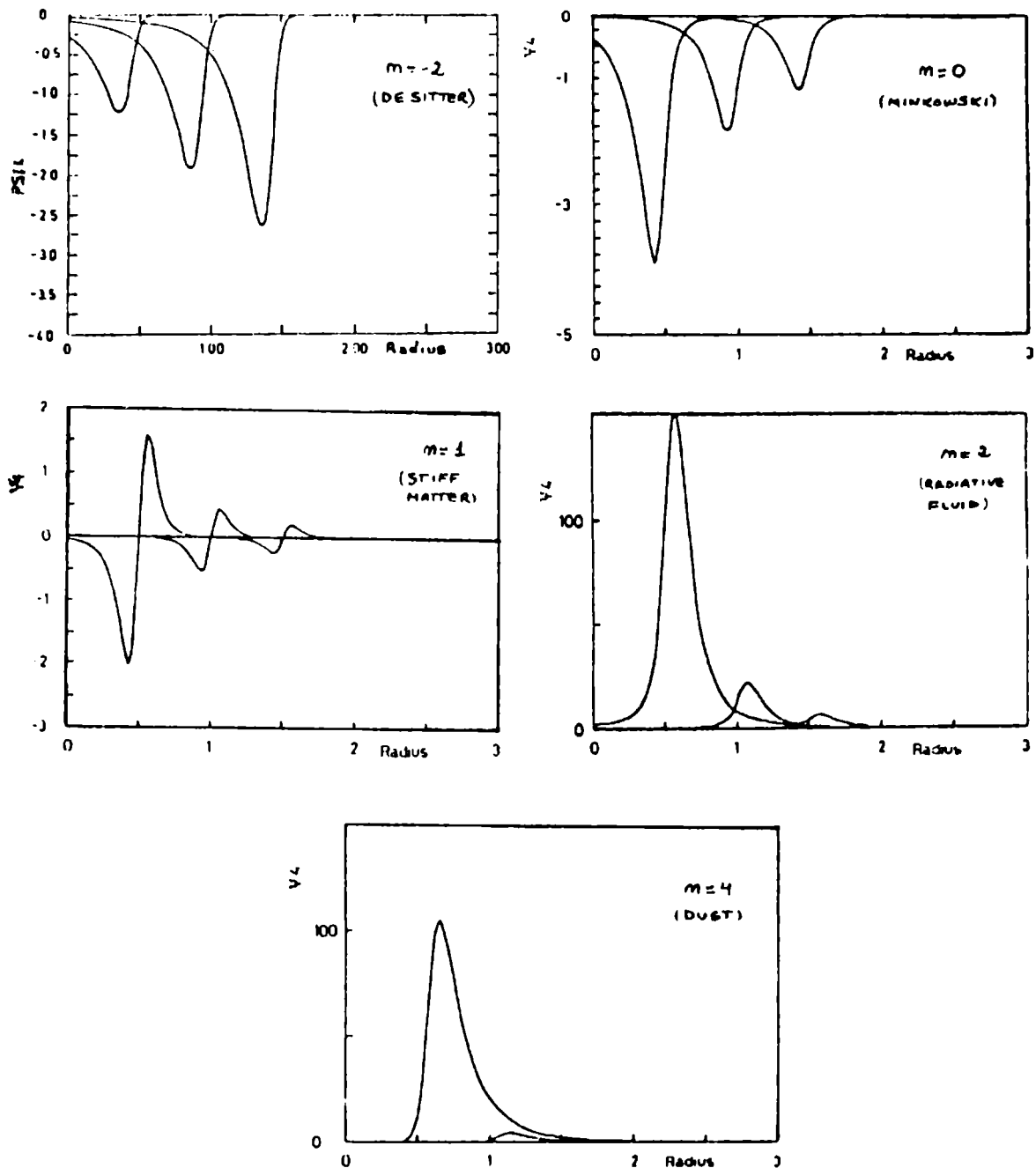


Figure 1: Evolution of the Weyl spinor component  $\Psi_4$ , which depicts the radiative modes of the gravitational field. The cases considered are the following: a) DeSitter, b) Minkowski, c) Stiff Matter, d) Radiative fluid and e) Dust backgrounds. We see a great attenuation of the gravitational waves in the latter cases due to interactions with matter.

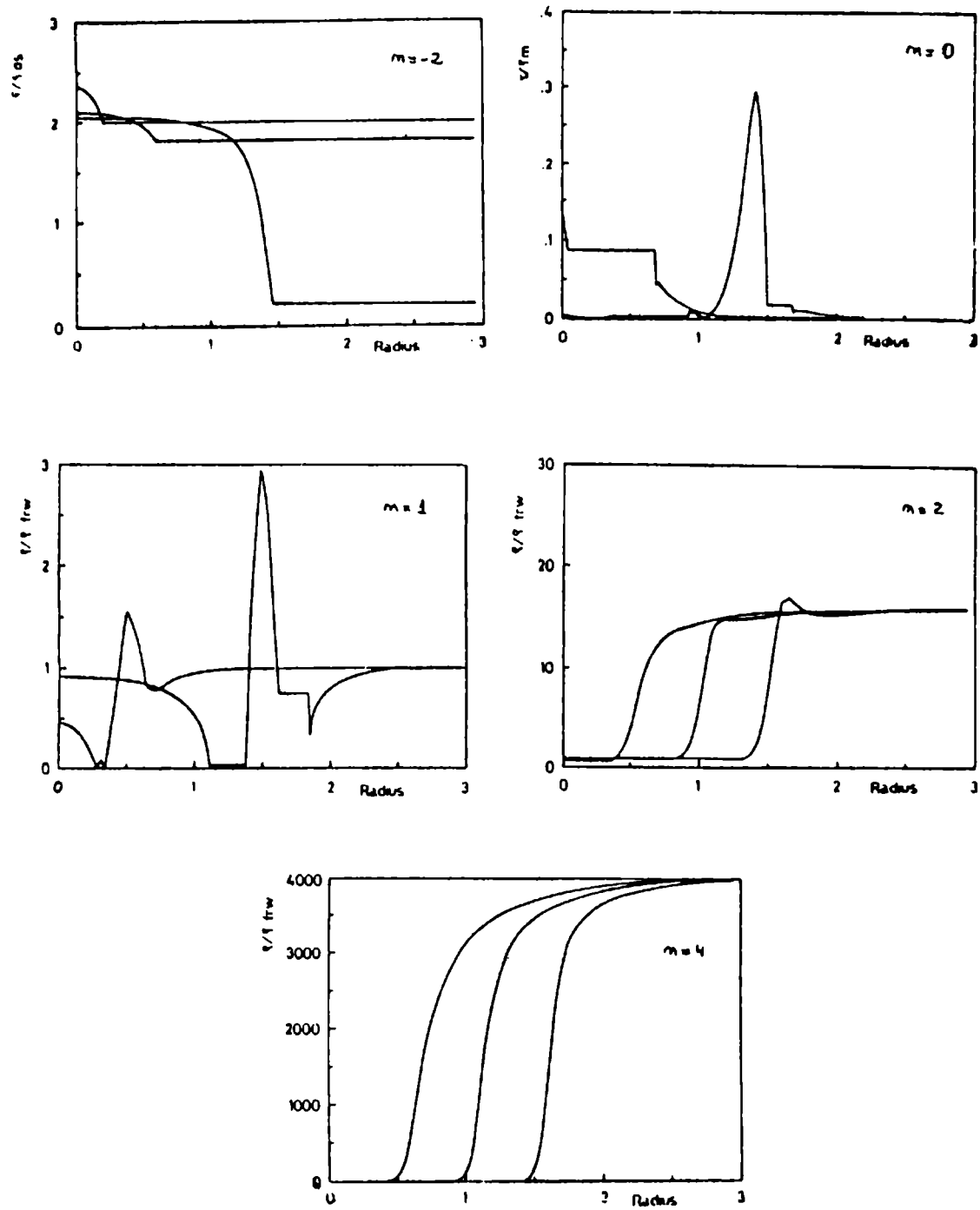


Figure 2: Evolution of the energy density relative to that of the Background. We note the sharp edges characteristic of the solitonic behaviour in the DeSitter, Minkowski and Stiff Matter backgrounds, where there is only one characteristic speed of propagation, the speed of light.

Figure 3

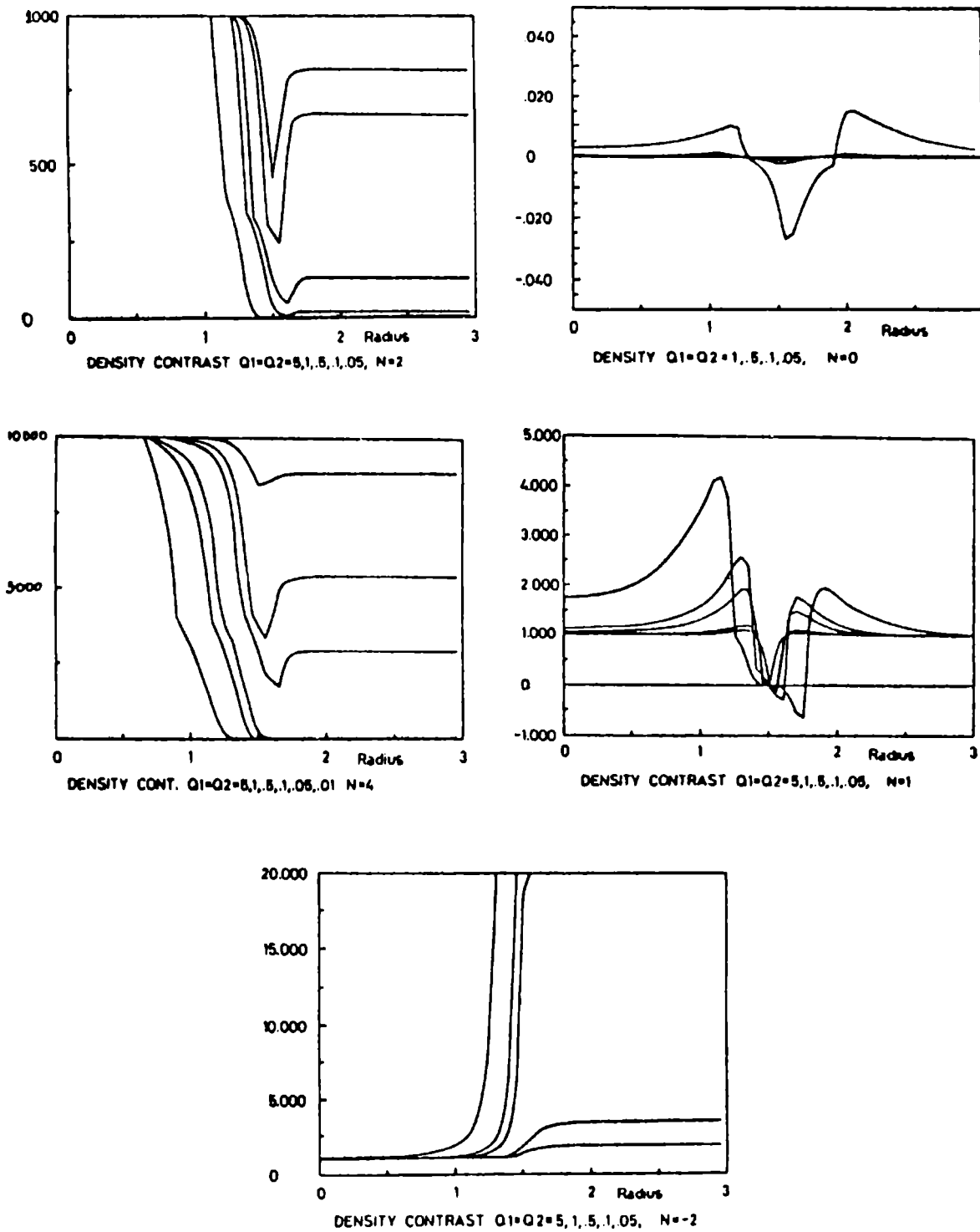


Figure 3: Variation of the amplitude of the solitonic perturbation by means of the parameters  $p$  and  $q$ . The case depicted is  $p = -q = 1, 3, 1, 05$ .



### 3. THE DeSitter CASE:

Metric (1) in the case  $n = -2$  represents solitonic perturbations on a DeSitter background. DeSitter spacetime has become important at present in connection with the Inflationary model of the Universe. In it, a period of violent DeSitter expansion of at least 65 Hubble times is used to isotropize and homogenize the universe, yielding a Robertson Walker final state from an arbitrary initial state. An important question is then to see if DeSitter spacetime is a stable solution to the Einstein Equations, since, otherwise, it would not be a suitable method for establishing isotropy in the universe. Our metrics tend to the isotropic and homogeneous background for large values of time. However, the time considered is a conformal time and calculations referring to stability of the DeSitter spacetime should be done in the physical comoving time. The transformation from one time to another reverses the evolution; that is, comoving time runs opposite to conformal time and so, our metrics represent a DeSitter spacetime that becomes highly anisotropic and inhomogeneous in the future comoving time. That is, they represent instabilities in DeSitter spacetime (Diaz et al., 1987d).

A theorem by Jensen and Stein-Schabes (1987) shows that any universe with positive cosmological constant, positive curvature in the spatial sections and matter obeying the energy conditions should evolve to DeSitter spacetime. Our metric then, should violate some of these postulates. A detailed analysis (Diaz et al., 1987e) shows that in fact, there is no way of choosing parameters  $\lambda$ ,  $\rho$  and  $q$  in order to satisfy simultaneously the hypothesis of the Jensen and Stein Schabes theorem. This is the reason why

our perturbations are able to destabilize DeSitter spacetime; either the energy momentum tensor of the perturbations fails to satisfy energy conditions or the spatial curvature becomes positive.

#### 4. COMPLEX POLE 4 M SOLITON METRIC

The use of complex poles in the Inverse Scattering technique allows the presence of solitary waves travelling in opposite directions, and so, the collision of solitons. The analysis of this situation is relevant since there are theorems that show the collision of plane gravitational waves will always develop singularities (Tipler, 1980). Our metric is the following:

$$ds^2 = f(r,t) (-dt^2 + dr^2) + g_{11} d\theta^2 + g_{22} dz^2 ,$$

$$f(r,t) = \frac{Ct^{\eta-8m^2\gamma} r^{-8m^2\gamma} \left( \prod_{j=1}^{2m} H''_j \right)^a \left( \prod_{j=1}^{2m} \sigma_j \right)^b \left( \prod_{j=1}^{2m} H_j \right)^{-\gamma}}{\left( \prod_{j=1}^{2m} H_j \right)^{4m\gamma-p+q} \left( \prod_{\substack{i,j=1 \\ j>i}}^{2m} H_{ij} \right)^{-2\gamma} \left( \prod_{j=1}^{2m} (1 - \sigma_j) \right)^{2\gamma}} \quad (1)$$

$$g_{11} = \left( \prod_{j=1}^{2m} \sigma_j \right)^p t^\eta r^2 , \quad g_{22} = \left( \prod_{j=1}^{2m} \sigma_j \right)^q t^\eta ,$$

$$a = \frac{3n-2}{2} p + \frac{3n-4}{2} q - 4m\gamma , \quad b = q + 4\gamma , \quad \gamma = p^2 + q^2 + pq ,$$

$$H''_j = t^2 + r^2 \sigma_j + \frac{4\sigma_j z}{1+\sigma_j} , \quad H'_j = r^2 + t^2 \sigma_j + \frac{4\sigma_j z}{1+\sigma_j} ,$$

$$H_j = (1 - \sigma_j)^2 + \frac{16 \omega_j^2 \sigma_j^2}{t^2 r^2 (1 - \sigma_j)^2}, \quad z_j = z_j^0 - \frac{t^2 + r^2}{2}$$

$$H_{ij} = \left[ t^2 r^2 (\sigma_j + \sigma_i) - \frac{8 \sigma_i \sigma_j z_i z_j}{(1 + \sigma_j)(1 + \sigma_i)} \right]^2 - \frac{64 \sigma_i^2 \sigma_j^2 \omega_i^2 \omega_j^2}{(1 - \sigma_j)^2 (1 - \sigma_i)^2}$$

$z_j^0$  and  $\omega_i$  are real constants associated with the inverse scattering technique which represent the "origin" and "width" of the solitary waves that appear in the metric. The functions  $\sigma_j$  are obtained from the complex equation ("pole trajectory"):

$$\mu_i^2 - 2(z_i - i \omega_i) \mu_i + r t = 0, \quad \sigma_i = \frac{\mu_i \bar{\mu}_i}{r^2 t^2}, \quad (2)$$

which has a root in the  $(0,1)$  range and the other, its inverse, in  $(1,\infty)$ . We take the first root for  $i$  odd and the second one for  $i$  even. We note that our definitions differ from Ibáñez and Verdaguer (1983) since our background metric is a flat FRW in cylindrical coordinates. The change from planar to cylindrical symmetry is nontrivial both from the point of view of the ISM and also regarding the collision of gravitational waves.

The fluids potentials in this case are:

$$\chi = \chi_b = \left( \frac{3n(2-n)}{2} \right), \quad \text{and}$$

$$\phi = t^{-n+1} \left( \prod_{j=1}^{2m} \sigma_j \right)^{-(p+q)/2}, \quad (4)$$

and in the background  $\phi_b = t^{-n+1}$ .

We have carried out a numerical analysis of some relevant quantities for the four soliton ( $m=1$ ) case. All computations were performed with the following parameters: soliton positions  $z_{01}=.5$ ,  $z_{02}=2$ , widths  $\omega_1 = \omega_2 = .05$ , renormalization parameters  $p = -q = 1$ . In the dust case we used  $p = -q = .01$  in order to assure the reality of  $T_{\mu\nu}$ . The evolution is depicted for three times, prior to collision ( $t=.05$ ), collision time ( $t=.6$ ) and after the collision ( $t=2$ ).

In Figure 4 we show the time evolution for the density and in Figure 5 for the radial pressure in the dust ( $n=4$ ) case ( $p_z$  and  $p$  have the same qualitative behaviour). We see that prior to collision, the fluid is a dust only asymptotically for large  $r$  having  $p \neq 0$  near the position of the solitons ( $r=.5, 2$ ) or in between. After the collision takes place, however, we can see that a cylindrical region with dust ("halo") is left in between the solitons receding from the collision. We note the smallness of the perturbation; this was possible because of the arbitrariness in the choice of  $p$  and  $q$ . We also note the rapid attenuation of the solitonic perturbation due to the interaction with matter in contrast with what happens in the vacuum case (IV).

Another interesting case is depicted in Figure 6. Here the equation of state of the background fluid is "stiff matter"  $p = \rho$ . We can see that the solitons manifest themselves as descents in the material content and that a region deprived of matter ("void") appears in between the solitons after the collision takes place.

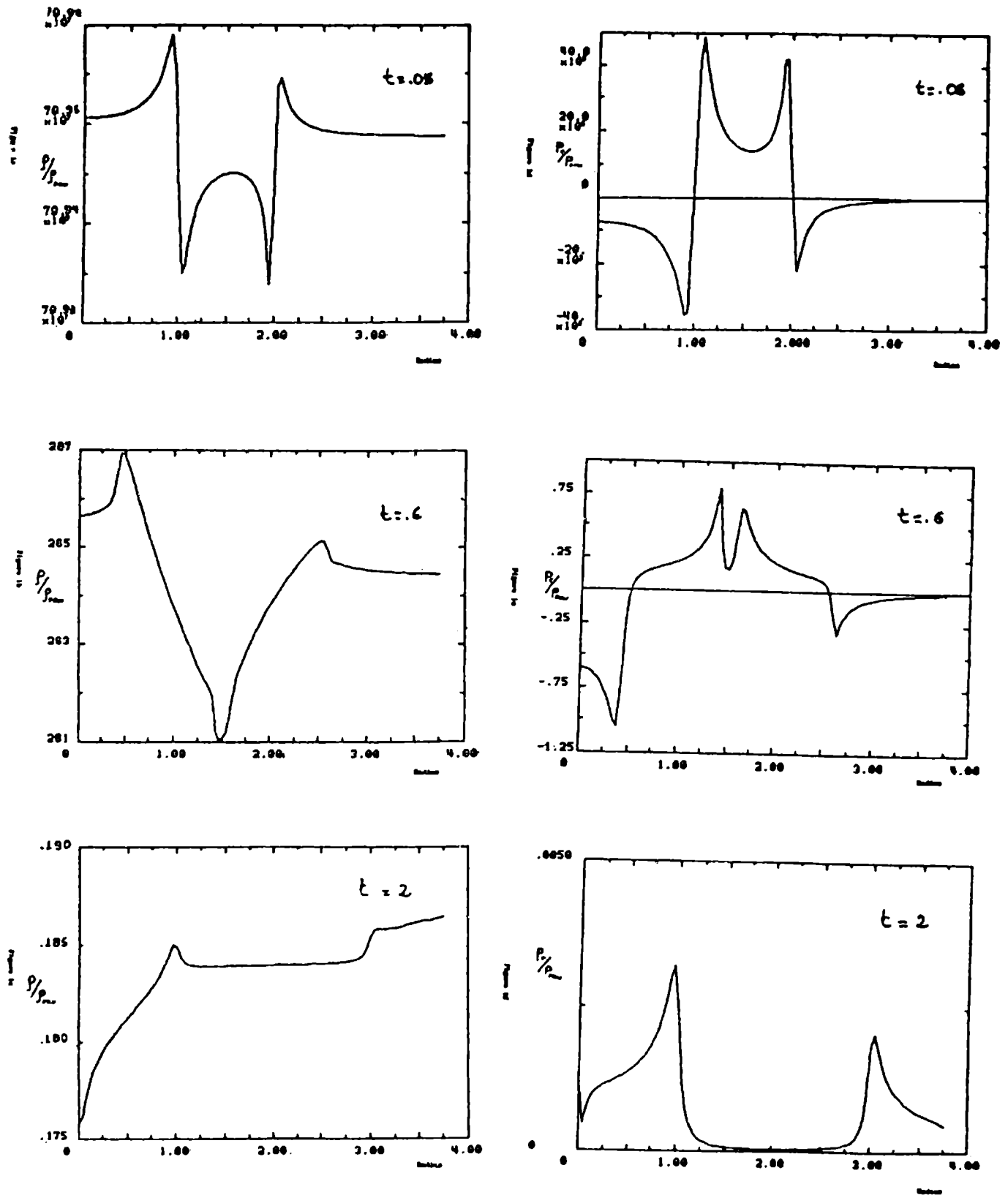


Figure 4: the evolution of the density (a,b,c) and radial pressure (d,e,f) in the  $n=4$  (dust) case. A cylindrical halo of dust is formed in between the solitons after the collision.

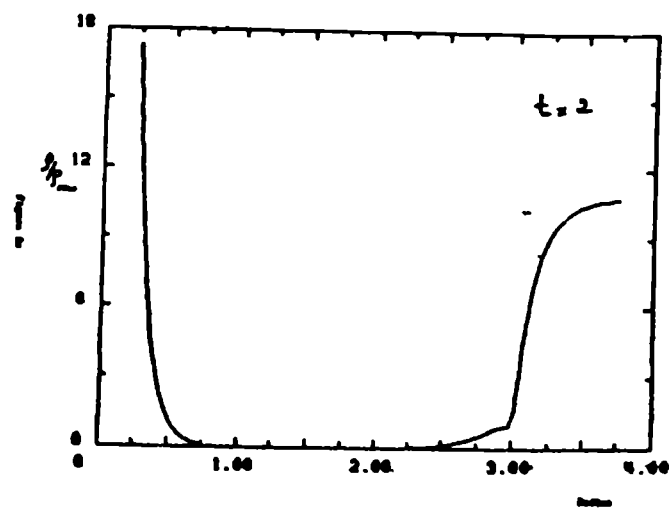
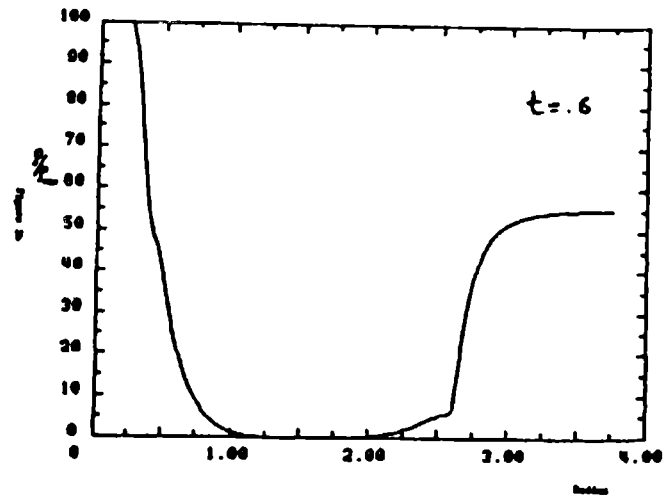
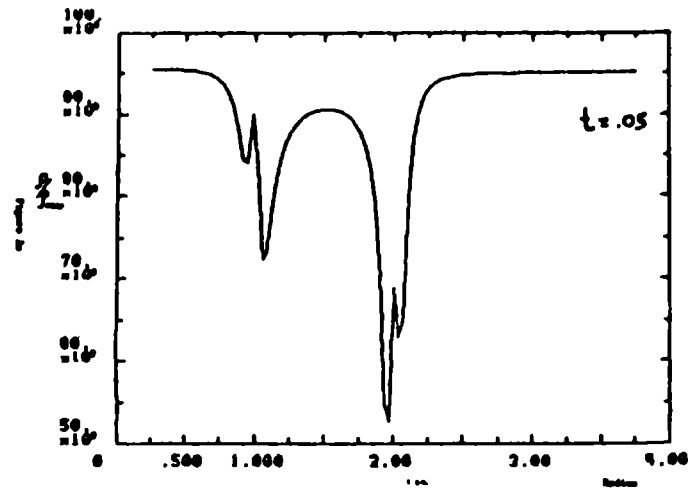


Figure 5: the evolution of density for the  $n=1$  (stiff matter) case. A cylindrical void is formed after the collision.

## REFERENCES

- Belinskii, V.; Sakharov, V. 1978, Sov. Phys. JETP **49**, 85.
- Belinskii, V. 1979, Sov. Phys. JETP **50**, 623.
- Díaz, M. 1987, Rev. Mex. Phys. (in press).
- Díaz, M.; Gleiser, R. and Pullin, J. 1987a, Class. Quan. Grav. **4**, L23.
- Díaz, M.; Gleiser, R. and Pullin, J. 1987b, J. Math. Phys. (in press).
- Díaz, M.; Gleiser, R. and Pullin, J. 1987c, Córdoba Preprint FAGRG/87-14.
- Díaz, M.; Gleiser, R. and Pullin, J. 1987d, Córdoba Preprint FAGRG/87-6.
- Díaz, M.; Gleiser, R. and Pullin, J. 1987e, "Proceeding of the VI SILARG", M. Novello ed. World Scientific, Singapore (in press).
- Ibáñez, J. and Verdaguer, E. 1983, Phys. Rev. Lett. **51**, 1313.
- Ibáñez, J. and Verdaguer, E. 1986, Ap. J. **306**, 401.
- Jensen, L. and Stein-Schabes, J. 1987, Phys. Rev. **D35**, 1146.
- Kaluza, T. 1921, Sitz. Preuss. Akad. Wiss K1, 966.
- Linde, A. 1984, Rep. Prog. Phys. **47**, 925.
- Peebles, P.G.E. 1982, Ap. J. **257**, 438.
- Tipler, F. 1980, Phys. Rev. **D22**, 2929.
- Verdaguer, E. 1986, in "Observational and theoretical aspects of relativistic astrophysics and cosmology", eds. J. Sanz, L. Goicochea. World Scientific, Singapore.

EQUILIBRIOS MHD (MAGNETOHIDRODINAMICOS) CON SIMETRIA  
HELICOIDAL

MAGNETOHYDRODYNAMIC EQUILIBRIUM WITH HELICOIDAL SYMMETRY

L. Palumbo

CONICET

RESUMEN: Se estudiaron equilibrios MHD estacionarios, aplicando al caso particular de las coordenadas helicoidales un formalismo que conduce a la ecuación diferencial para el flujo magnético  $\psi$  (f. de Stokes) para equilibrios con una variable ignorada en coordenadas curvilíneas generales. Los diferentes tipos de equilibrios posibles quedan establecidos dando las funciones  $p = p(\psi)$  (presión) y  $\bar{B}_\gamma = \bar{B}(\psi)$  (componente covariante  $\gamma$  del campo magnético). Se resolvió esta ecuación en los casos:

- i) En el vacío, o sea cuando  $p=0$  y  $\bar{J}=0$  ( $\bar{J}$ =dens. de corriente).
- ii) Caso force-free, es decir cuando  $\bar{J}$  es paralela a  $\bar{B}$
- iii) Caso en que la presión es función lineal de  $\psi$ .

Resta aún completar el análisis del caso en que  $p$  es función cuadrática de  $\psi$ .



Por otra parte, a partir de la  $\psi$  para el caso force-free, se calculó la energía magnética correspondiente a los modos más bajos de dicha función, dentro de un cilindro periódico (simulación de un toro). Actualmente se están buscando las condiciones de energía mínima en eq. force-free compatibles con una helicidad prefijada.

ABSTRACT: We studied MHD equilibrium applying to the particular case of helicoidal coordinates, a formalism that leads to a differential equation for the magnetic flux  $\psi$  for equilibrium with an unknown variable in general curvilinear coordinates. The different possible equilibrium types may be defined with the knowledge of  $p = p(\psi)$  (pressure) and  $B_\gamma = B(\psi)$  (covariant component  $(\gamma)$  of the magnetic field. We solved this equation in the following cases:

- i) In the vacuum  $p = 0$ ;  $\bar{J} = 0$  ( $\bar{J}$  is the current density)
- ii) Force free case,  $\bar{J}$  is parallel to  $\bar{B}$
- iii)  $p$  is linear function of  $\psi$ .

# **ATMOSFERAS ESTELARES**



**MODELO SEMIEMPIRICO DE ENVOLTURA ESTELAR EN PRESENCIA DE UN  
CAMPO MAGNETICO**

**SEMI-EMPIRICAL MODEL OF A STELLAR ENVELOPE IN THE PRESENCE  
OF A MAGNETIC FIELD**

N. Rotstein<sup>1,2</sup> y A. Ringuet<sup>1,2,3</sup>

1 Instituto de Astronomía y Física del Espacio

2 CONICET

3 Observatorio Astronómico de La Plata

**RESUMEN:** Basados en las observaciones ultravioletas de V923 Aql, obtenidas simultáneamente desde Tierra y con el I.U.E., hemos desarrollado un modelo para su envoltura introduciendo la hipótesis de existencia de un campo magnético. Bajo la acción de este campo el plasma es obligado a corrotar con la estrella, aumentando de esta manera su velocidad azimutal con el radio hasta una región donde los mecanismos disipativos se tornan intensos y la energía, tanto magnética como mecánica, es convertida en calor. El aumento de temperatura puede justificar la formación de las intensas líneas de CIV y SiIV. La redistribución de partículas debida al campo magnético explicaría la formación de abundantes líneas metálicas, de especies tales como FeII, NiII, CrII, etc.

**ABSTRACT:** Using the UV observations obtained simultaneously with ground base telescopes and with IUE we have computed a

model for the envelope of V923 Aql under the hypothesis of the presence of a magnetic field. Due to the influence of it, the plasma corrotates with the star encreasing its azimuthal velocity with the radius, until a region where the processes become intense and the mechanical energy, as well as the magnetic one, is transformed into heat. The temperature increase may justify the formation of strong lines of C IV and Si IV. The redistribution of particles due to the magnetic field would explain the formation of many metallic lines of atomic species such as Fe II, Ni II, Cr II, etc.

**CUMULOS ESTELARES**

**Y**

**ASOCIACIONES**

1000

1000

LA RAZON ENTRE LA ABSORCION TOTAL Y SELECTIVA EN LA  
ASOCIACION CARINA OB2

THE RATIO OF TOTAL TO SELECTIVE ABSORPTION IN THE  
CARINA OB2 ASSOCIATION

B. García\*, J.J. Claria\*\* y H. Levato\*\*\*

\* DALP, CIC. Astrónomo visitante del Observatorio  
Interamericano de Cerro Tololo.

\*\* DAC, CONICET.

\*\*\* CASLEO, CONICET.

RESUMEN: Varios estudios previos realizados dentro y en las inmediaciones de la Gran Nebulosa de Carina (NGC 3372) han fuertemente indicado una anormal ley de extinción interestelar con una elevada razón  $R$  entre la absorción total y selectiva. En el presente estudio, nuevos datos fotométricos UBV y precisos tipos espectrales MK de estrellas en la región de la asociación Carina OB2 son usados para mostrar que: (1) Car OB2 es una genuina asociación estelar ubicada a 2.8 kpc del sol, y (2) la ley de extinción interestelar aparenta ser normal en la mayor parte de la región. Un valor representativo de  $R = A_V/E(B-V) = 3.0$  es derivado para Car OB2 a partir del método de extinción variable. Este trabajo será publicado en otra parte.

ABSTRACT: Several previous studies in and around the Great Carina Nebula (NGC 3372) have strongly indicated an abnormal



interstellar extinction law with a high ratio of total to selective absorption  $R$ . In the present study, new UBV photometric data and accurate MK spectral types of stars in the region of the Carina OB2 association are used to show that (1) Car OB2 is a genuine stellar association located at a distance of 2.8 kpc, and (2) the interstellar extinction law seems to be normal throughout most of the region. A representative value of  $R = A_V/E(B-V) = 3.0$  is derived for Car OB2 from the variable extinction method. This paper will be published elsewhere.

## ROTACION, BINARIDAD Y MAGNETISMO

### FREQUENCY OF BINARIES, AXIAL ROTATION AND MAGNETISM

H. Levato<sup>1,2</sup>, B. García<sup>1,3</sup>, S. Malaroda<sup>2,4</sup> y N. Morrell<sup>1,3</sup>

1 CONICET

2 Complejo Astronómico El Leoncito

3 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

4 Comisión Nacional de Investigaciones Científicas, La Plata

RESUMEN: Se resume el trabajo efectuado durante los últimos 13 años con el objeto de investigar la posible correlación entre rotación promedio de los miembros de cúmulos abiertos y asociaciones estelares y la cantidad de binarias espectroscópicas y estrellas Ap y Bp que contienen campos magnéticos. Esta correlación propuesta por Abt y colaboradores en los primeros años de la década del 70 fue criticada por varios colegas, entre ellos, Crampton, Batten y colaboradores del Dominion Astrophysical Observatory. Durante estos años se obtuvieron casi 4000 espectros de miembros de 15 cúmulos abiertos y asociaciones con una dispersión uniforme de  $40 \text{ \AA/mm}$ , adecuados para medir velocidades radiales. Paralelamente, se determinó la rotación axial proyectada ( $v \sin i$ ) y los tipos espectrales. Las velocidades radiales se analizaron estadísticamente determinándose las probables variables. Sobre éstas se trabajó para determinar períodos y, en los casos exitosos, se determinaron elementos orbitales preliminares. Con estos resultados se incrementó la muestra original de cúmulos de Abt y colaboradores en casi un 200% y

se concluyó que la relación inversa entre  $V \sin i$  promedio, respecto de las estrellas de campo para los miembros de cúmulos abiertos y asociaciones y el porcentaje de binarias de corto período más el de estrellas peculiares con campos magnéticos que contienen los agregados, es real con un nivel de significación mejor que el 1%.

ABSTRACT: We discussed the correlation proposed by Abt and co-workers between average axial rotation of cluster members with respect to field stars of the same temperatures and the percentage of short-period spectroscopic binaries plus Ap and Bp with magnetic fields. This correlation was criticized by Crampton, Batten and co-workers and our discussion was done with a sample increased more than 200%. We obtained during the last 13 years almost 4000 spectrograms with a uniform dispersion of  $40 \overset{\circ}{\text{A}}/\text{mm}$  and suitable for radial velocity variables. We looked for periods among them and when we succeeded we derived preliminary orbital elements. With these results we concluded that the inverse correlation mentioned above is real with a confidence level of 1% or less.

## NUBES DE POLVO EN CUMULOS GLOBULARES

## DUST CLOUDS WITHIN GLOBULAR CLUSTERS

J.C. Forte<sup>1,2</sup> y M. Méndez<sup>2</sup>

1 Instituto de Astronomía y Física del Espacio (CONICET)

2 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

PROFOEG

**RESUMEN:** Se presentan los resultados de un survey CCD multi-color que incluyó diez cúmulos globulares australes. La sustracción de la contribución al brillo integrado originada en las estrellas de la secuencia principal no resuelta, permitió la detección de zonas con deficiencia de brillo. El comportamiento de la extinción aparente en las bandas BVRI sólo puede explicarse si se trata de nubes de polvo ubicadas en el interior de los cúmulos. Se discuten los factores geométricos y de scattering que explican tal comportamiento. Se hace una estimación preliminar de las masas involucradas. Los tamaños y extinciones típicas son del orden de 0.25 parsecs (diámetro) y 2.5 magnitudes respectivamente.

**ABSTRACT:** We present the results of a CCD survey of ten southern globular clusters. Image processing shows the existence of dark regions which may be the results of the presence of dust clouds. The behaviour of these cloud candidates in the BVRI bands can be explained as the result

of the combination of geometric (i.e. position) and scattering effects. The intrinsic extinctions derived from model fittings range from 1 to 5 magnitudes in the visual while the average size is close to 0.25 parsecs in diameter.

**ESTRELLAS VARIABLES**



## CLASIFICACION ESPECTRAL DE V CrA E Y MUS

## SPECTRAL CLASSIFICATION OF V CrA AND Y MUS

D. Minniti

Observatorio Astronómico de Córdoba

RESUMEN: Espectros de baja dispersión de V CrA e Y Mus son descriptos con algún detalle. Las características corresponden a estrellas de carbón deficientes en hidrógeno, de acuerdo con su pertenencia al grupo de las variables de tipo R CrB. Estos espectros son clasificados en el sistema C de clasificación de Keenan y Morgan (1941), siguiendo el procedimiento de Yamashita (1967). Se encuentra que V CrA e Y Mus son de tipos C1,2 y C1,0, respectivamente. Las temperaturas derivadas están de acuerdo con otras determinaciones.

ABSTRACT: Low-dispersion spectra of V CrA and Y Mus are described with some detail. They correspond to hydrogen deficient carbon stars, according to their membership to the R CrB-type variable group. These spectra are classified in the C-system of Keenan and Morgan (1941), following the procedure of Yamashita (1967). It was found that V CrA and Y Mus are C1,2 and C1,0, respectively. The temperatures derived are in agreement with other determinations.



## I. INTRODUCCION

Se estudian los espectros de dos estrellas variables de tipo R CrB. Las dos características que las definen como grupo son las caídas de brillo aparentemente al azar y el ser estrellas de carbón deficientes en hidrógeno.

Son pocas las estrellas de tipo R CrB conocidas, y la mayoría de ellas son muy débiles, de tal manera que cualquier aporte observacional es importante. En tal sentido y apuntando a tener una idea de sus temperaturas, es que se las clasifica en el sistema C de clasificación de estrellas de carbón.

## II. MATERIAL OBSERVACIONAL

Los espectros analizados fueron tomados en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre, con el telescopio de 154 cm y el espectrógrafo Ridell-Spotz recientemente puesto en operación. Se empleó una red de difracción que da dispersiones de  $240 \text{ \AA/mm}$  en primer orden en la región roja del espectro y  $120 \text{ \AA/mm}$ , en segundo orden, en la región azul. Ambos órdenes del espectro aparecen en una sola placa, permitiendo su análisis simultáneo.

Dado que son estrellas relativamente débiles para el instrumental utilizado, los espectros están algo subexpuestos, pero no lo bastante como para impedir su clasificación.

Disponemos de dos espectros de V CrA y tres de Y Mus. Los tiempos de exposición resultaron del orden de 4 a 5 horas para cada uno.

Dentro de este programa, también se tomaron espectros de distintas estrellas de carbón con tipos espectrales del sistema C de clasificación conocidos, los cuales fueron utilizados en la clasificación de V CrA e Y Mus.

### III. CRITERIOS EMPLEADOS

En el presente trabajo se emplea el sistema C de clasificación tal como fue definido por Keenan y Morgan (1941), con los criterios adicionales propuestos por Yamashita (1969).

Este sistema pretende establecer una secuencia real de temperaturas, aparentemente no reflejada por las subdivisiones del sistema R-N. Para ello se basa en cocientes e intensidades de líneas atómicas sensibles a la temperatura, y no en la apariencia del continuo seriamente afectada por absorción selectiva en el azul y UV causada por compuestos moleculares.

Las intensidades de las líneas consideradas son:

- líneas del H
- Na I 5890 y 5896 (doblete D del sodio)
- Ca I 4227
- Fe I 4427/31
- Cr-Fe I 4496
- Ba II 4454
- Sr I 4607
- Ba II 4934

Además, se miden intensidades de las líneas V I 4406, Fe I 4383, Fe I 4325, Sr II 4216, Sr II 4077, Cr I

4256, 4270 y 4285, y de las bandas de C2, CN, CH y de Merrill Sanford, y el cociente de bandas isotrópicas C12/C13.

En este sistema, se caracteriza a las estrellas por la letra C seguida de dos números, el primero indica la subdivisión (de 0 a 9) de temperatura en la manera usual, y el segundo da la clase de abundancia de C proporcional a la abundancia verdadera. Este es un número entre 1 y 5 que indica la intensidad de la banda (0.1) del sistema de Swan.

Se puede establecer la equivalencia con el sistema MKK para estrellas normales de acuerdo con sus temperaturas fotosféricas.

#### IV. CLASIFICACION DE V CrA E Y MUS

Los espectros se analizaron a través del microscopio; también se hicieron reproducciones fotográficas ampliadas y se obtuvieron los perfiles densitométricos.

Los gráficos de calibración (Figuras 1 y 2) se realizaron con los espectros de estrellas de carbón con tipos C<sub>i,j</sub> conocidos tomados en Bosque Alegre y con el Atlas de Estrellas Tardías de Keenan y Mc Neil (1976).

Interpolando en los gráficos de calibración obtenemos los tipos espectrales de V CrA e Y Mus y también de las estrellas de carbón HD 202874 y HD 182040. Estas últimas fueron clasificadas para control. En la siguiente tabla figuran los valores de intensidades medidas y los tipos espectrales determinados.

La comparación con tipos espectrales anteriores evidencia una coincidencia con los presentados en este trabajo. Los errores se estiman en una subdivisión para el subtipo C y para la clase de abundancia de carbón. La clasificación de Y Mus es menos precisa que la de V CrA porque los espectros están subexpuestos.

TABLA I

Estrella	Sr	Ba	Cr	Fe	V	Ti	Ba	Sr	Ba	H	C <sub>2</sub>	C <sub>13</sub>	CN	CH 6	B	CN	C <sub>2</sub>	Tipo Espectral Det. Ant. Actual
HD 202874	3.5	4.5	2.5	3	3.5	3	3	4	3.5	1	3.5	3	2	3	3	2	2	C5.2 C5.3
HD 182040	2	2	1	2	1	1.5	1.5	1.5	2	0	2	3	2.5	~3	2	1	3	C1.2 C2.2
V CrA	0	1	0?	1.5	1	.5	1	1	0	0	1.5	3	1?	~3	1	.5	2	K0 C1.2
Y Mus	?	2	?	?	1.5	?	1.5	2	?	?	0	?	1.5?	~3	2	1.5	1.5	— C1.0

A semejanza con la estrella de carbón deficiente en hidrógeno HD 182040, las líneas del hidrógeno no se observan en los espectros de V CrA e Y Mus, y la banda G del CH está muy debilitada. Asimismo, las bandas isotópicas del C12C13 están ausentes en las tres estrellas mencionadas.

#### V. DISCUSION Y CONCLUSIONES

Se han estudiado los espectros de las estrellas V CrA e Y Mus, variables del tipo R CrB, comparándolos con espectros de estrellas normales de carbón y con estrellas de carbón deficientes en hidrógeno (HdC).

Se concluye que existe una marcada semejanza de estas variables con las estrellas HdC, dada por la ausencia de las líneas de la serie de Balmer, debilitamiento de la banda G y ausencia de las bandas del sistema Swan del C2, debidas al isótopo C13. Obtuvimos entonces la evidencia espectroscópica que confirma la pertenencia de V CrA e Y Mus al grupo de las variables de tipo R CrB, con la salvedad de que para Y Mus los resultados son menos confiables.

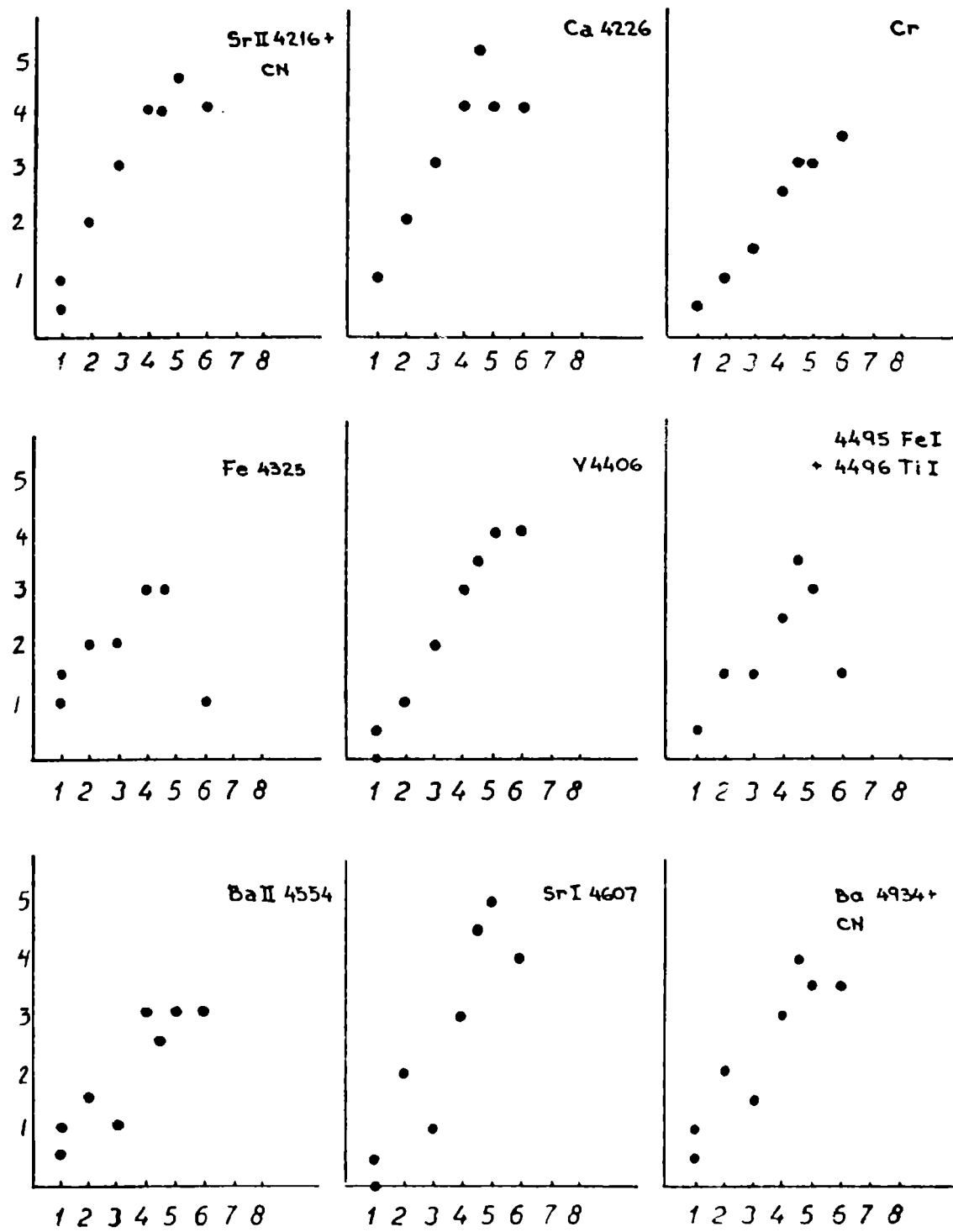


Figura 1: Gráficos de calibración para la clasificación. Cada punto representa la intensidad de la característica espectral en una estrella standard. En las abscisas figuran los subtipos C y en las ordenadas las intensidades medidas en unidades arbitrarias.

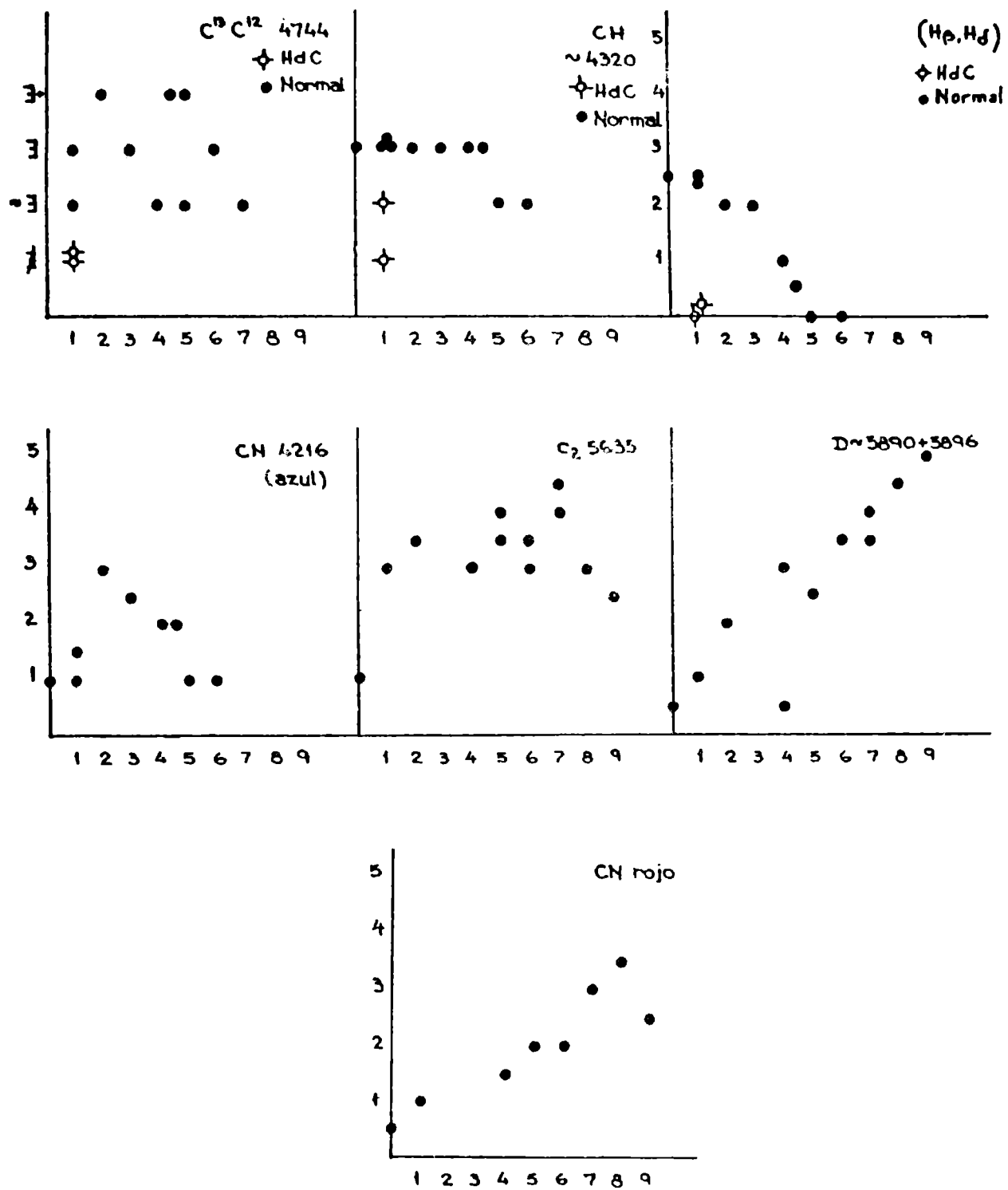


Figura 2: Iden Fig. 1. El símbolo ] significa existencia.

Además, se clasificaron estas dos estrellas en el sistema C de clasificación para estrellas de carbón, siguiendo los procedimientos usuales en la literatura. Se determinó que V CrA e Y Mus son de tipo C1,2 y C1,0, respectivamente, lo que indica que se trata de estrellas HdC más bien tempranas (de tipos equivalentes a G8-K0) y no sobreabundantes en carbón, ubicándolas entre las R CrB más tempranas. Las temperaturas que corresponden a esos tipos espectrales están en amplio acuerdo con otras determinaciones (e.g. fotométricas).

#### **Agradecimientos**

Al Dr. L. Milone (OAC) por su dirección. A M.E. Aladro (CASLEO), por su ayuda en la confección del Panel.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- Keenan y McNeil. 1976, Ohio Obs. Pub.  
Keenan y Morgan. 1941, Ap.J. 129, 540.  
Yamashita. 1967, Pub. Dom. Aph. Obs. 13, 45.

Comunicación

**NUEVA DETERMINACION DEL MOVIMIENTO PROPIO ABSOLUTO DE LA  
ESTRELLA VARIABLE U Aqr**

**NEW DETERMINATION OF THE ABSOLUTE PROPER MOTION OF THE  
VARIABLE STAR U Aqr**

G. Torres

OAC, CONICET

**RESUMEN:** En base a material astrométrico de origen diverso (principalmente fotográfico) se obtuvo un nuevo valor para el movimiento propio absoluto de la estrella variable U Aqr, perteneciente a la clase R CrB. La única determinación previa existente data de 1921, la cual combinada con la velocidad radial considerablemente alta de este objeto y un valor razonable para su luminosidad da como resultado una velocidad espacial exageradamente alta, que sugeriría un escape de la Galaxia. La nueva determinación, apoyada en un intervalo de tiempo de más de 77 años (frente a 12 del valor antiguo), se considera más precisa y conduce a un comportamiento cinemático bastante más moderado que puede aceptarse como razonable para un objeto de halo. La versión completa de este trabajo será publicada en otra parte.

**ABSTRACT:** A new value for the absolute proper motion of the R CrB type variable star U Aqr has been derived on the basis



of meridian and (mainly) photographic positions from various sources. The only previous determination was obtained in 1921, and leads to an exceedingly large space motion when combined with the rather high radial velocity of the star and any reasonable value for its luminosity, thus casting some doubt upon its reality. The new determination is based on a time interval of over 77 years (as compared to 12 years for the previous value), and aside from the improved precision it gives a quite smaller amount for the space velocity which may be considered to be reasonable for a halo object. The complete version of this work will be published elsewhere.

## ESPECTROS DEL IRAS DE VARIABLES DE TIPO M-MIRA

### IRAS SPECTRA OF M-TYPE MIRA VARIABLES

D. Minniti

Observatorio Astronómico de Córdoba

RESUMEN: Valores de extinción de partículas de SiC obtenidos en laboratorio por diversos autores son comparados con espectros de baja dispersión tomados por el IRAS, de variables de tipo Mira, clasificadas como M. Los excesos alrededor de  $\lambda 12 \mu\text{m}$  y  $\lambda 20 \mu\text{m}$  descritos por Vardya et al. (1986, Ap.J. Lett. 304, L29), se corresponden con emisiones de partículas de SiC de distintos tamaños, los cuales podrían estar relacionados con las intensidades de las ondas de choque en las atmósferas de dichas estrellas.

ABSTRACT: Extinction values for SiC particles obtained in the laboratory by various authors are compared with low-dispersion spectra of M-Mira variables taken by IRAS. The excesses in  $\lambda 12 \mu\text{m}$  and  $\lambda 20 \mu\text{m}$  described by Vardya et al. (1986, Ap.J. Lett. 304, L29), correspond to SiC particle emission of different sizes, which might be related to the shock wave intensities in the atmospheres of these stars.



# **EVOLUCION ESTELAR**



**EVOLUCION DE ESTRELLAS MASIVAS CON PERDIDA DE MASA Y  
OVERSHOOTING**

**EVOLUTION OF MASSIVE STARS WITH MASS LOSS AND OVERSHOOTING**

O.G. Benvenuto

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas y Comisión de  
Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires

**RESUMEN:** Se han obtenido los primeros resultados evolutivos con pérdida de masa y overshooting (convección extendida) utilizando el código de evolución estelar que hemos construído en nuestro Observatorio. Son modificadas las ecuaciones de la estructura estelar para incluir en forma adecuada la aparición de estos fenómenos. Se presentan, además, las principales consecuencias sobre la estructura de estas estrellas, como así también los efectos observables en el diagrama H-R y en la composición química de estos objetos.

**ABSTRACT:** We have computed the first results of the evolution of massive stars including mass loss and overshooting (extended convection). The computation was done with a code written by us. We modified the equations of stellar structure to include both. We also present the main consequences, on the stellar structure, on the observational effects in HR diagram and in the chemical composition of the objects.



**GALAXIAS**





**HIDROGENO ATOMICO Y EMISION DE OH EN GALAXIAS INFRARROJAS  
SUPERLUMINOSAS**

**ATOMIC HYDROGEN AND OH EMISSION IN LUMINOUS INFRARED  
GALAXIES**

I.F. Mirabel \*

Instituto de Astronomía y Física del Espacio y  
California Institute of Technology, USA.

**RESUMEN:** En las galaxias luminosas en el infrarrojo encontramos eficiencias de formación de nubes moleculares y estrellas masivas, mucho más mayores que en galaxias normales. Las observaciones de hidrógeno atómico en absorción y del radical oxhidril en emisión, revelan la existencia de movimientos altamente turbulentos en las regiones centrales de las galaxias infrarrojas superluminosas. Discrepancias estadísticas entre las velocidades ópticas y de radio, sugieren que las nubes donde se originan las líneas de emisión ópticas se expanden a partir del núcleo. Las galaxias infrarrojas ultraluminosas consumen su gas en períodos de tiempo cortos comparados con la vida de una galaxia y representan una fase breve de transición hacia sistemas casi totalmente desprovistos de gas interestelar.

**ABSTRACT:** Luminous infrared galaxies have enhanced efficiencies of molecular cloud formation, and star

\* Guggenheim Fellow.

formation, relative to normal galaxies with comparable total amounts of interstellar gas. The HI absorption and OH megamaser emission reveal high turbulent, non-circular motions in the nuclear regions of ultraluminous infrared galaxies. Outflow motions of the optical line-emitting nebulae are suggested by a statistical blueshift of the optical velocities relative to the radio velocities. Ultraluminous infrared galaxies are rapidly consuming their interstellar gas and represent a transient phase toward early type systems.

## I. INTRODUCTION

One of the most important results from the IRAS survey was the discovery of extragalactic objects with total luminosities dominated by far-infrared emission. In some remarkable instances, more than 95% of the radiated flux is in the far-infrared, with luminosities greater than  $10^{12}$  solar luminosities. These objects have the optical appearance of advanced mergers, and their study may provide clues for the understanding of the origin of early type galaxies, active nuclei, and quasars.

We first review the overall content of interstellar gas in the Luminous Sample ( $L_{\text{FIR}} > 2 \times 10^{10} L_{\odot}$ ) of IRAS galaxies with  $Z < 0.1$  (Soifer et al., 1987). The data base on the interstellar gas that we use for the analysis comes from two homogeneous surveys, one made in the 21 cm line of atomic hydrogen using the Arecibo telescope (Mirabel and Sanders, 1987a), the other in the 2.6 mm line of CO made at Kitt Peak (Sanders and Mirabel, 1985; Sanders et al., 1986). Since the data on the interstellar gas is only from two large and homogeneous surveys, the relations

between the HI, H<sub>2</sub>, and far-infrared flux, derived in the present study, are subject to the same systematic errors in all the objects of the sample.

In the second part, we point out some relevant properties of the strong maser emission in the OH main lines observed in ultraluminous infrared galaxies. The OH maser signals, as well as the HI absorption, can be used to study the kinematics of the interstellar gas in the nuclear regions of ultraluminous infrared galaxies.

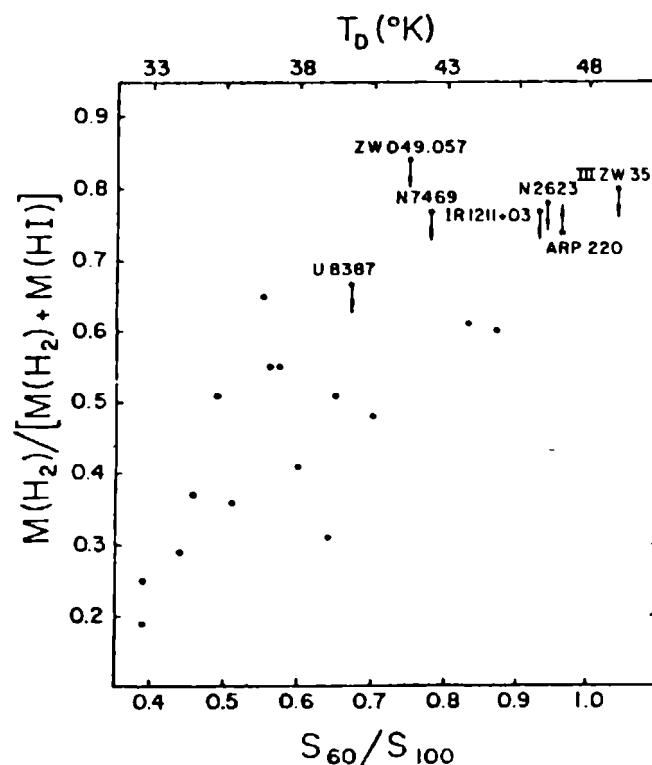


Figure 1: Fraction of molecular gas versus the 60 to 100 microns flux ratios for 23 galaxies observed in our HI and CO surveys.

## 2. THE EFFICIENCIES OF MOLECULAR CLOUD AND STAR FORMATION

One of the most striking results from the Arecibo 21 cm survey of HI in luminous IRAS galaxies is the frequent

presence of broad absorption. Among the 90 galaxies surveyed at Arecibo we find 15 spectra with HI absorption. The absorption signals may be as broad as several hundred km/s, up to 1000 km/s. They are indicative of highly turbulent, non-circular motions of the gas along the line of sight to the nuclear radio source. Although the column densities of the absorbing HI may be as large as  $10^{21}$  to  $10^{22}$  atoms/cm<sup>2</sup> if  $T_S = 100$  K, they correspond to masses that are smaller than  $3 \times 10^8 M_\odot$ .

Among the galaxies surveyed at Arecibo, there are 23 galaxies with total CO luminosities determined from single spectra. These galaxies are at redshifts larger than 4000 km/s, and are unresolved by both, the 21 cm Arecibo beam and the 2.6 mm beam of the 12-m telescope of NRAO. The  $H_2$  masses were computed from the CO luminosities using the relation found by Sanders, Solomon and Scoville (1984).

In Figure 1 is plotted the fraction of molecular gas to total interstellar gas versus the 60 to 100 microns flux ratio. For six galaxies with HI absorption we can only estimate lower limits for the HI mass since the absorption arising in front of the nuclear radio continuum flux may neutralize the detection of atomic hydrogen emission. On the contrary, for Arp 220 a limiting mass of  $4.6 \times 10^9 M_\odot$  of atomic hydrogen has been found from more detailed observations by Mirabel (1982) using Arecibo, and by Baan et al. (1987) using the VLA. Therefore, for this galaxy we determine a lower limit of the  $M(H_2)/[M(HI)+M(H_2)]$  ratio. Several galaxies in Figure 1 have overall fractions of molecular gas that are larger than 50% the total mass content of interstellar gas. For instance, in Arp 220 more than 74% of the interstellar gas is in molecular form, since in this ultraluminous far-infrared galaxy is found less

atomic hydrogen than in the Milky Way galaxy. In our Galaxy, fractions of molecular to atomic gas greater than 50% are only found in the inner regions, at galactocentric distances smaller than 4 kpc.

Figure 1 shows that the efficiency of molecular cloud formation per unit mass of interstellar gas, and the mean temperature of the interstellar dust are correlated. This correlation is expected a priori, since a high efficiency of molecular cloud formation is a condition for the formation of stars that warm up the surrounding dust.

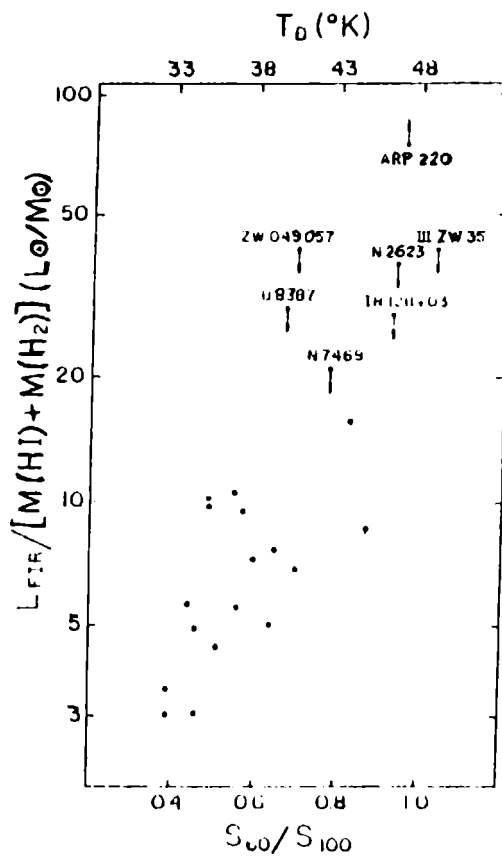


Figure 2: Current rate of star formation per unit mass of total interstellar gas versus the 60 to 100 microns flux ratios.

In Figure 2 are plotted the ratios of the far-infrared luminosities to total mass of interstellar gas versus the 60 to 100 microns flux ratios. If the far-infrared flux is thermal radiation from dust heated by stellar radiation, the quantities on the vertical coordinate provide a measure of the current rate of star formation per unit mass of interstellar gas. The correlation shown in Figure 2 is also expected a priori, since a high rate of star formation is a condition to warm up the dust. Although most of the galaxies in Figure 2 have masses of interstellar gas that are within a factor of three of the total mass of interstellar gas in the Milky Way, they have rates of star formation that are between 2 and 100 times higher than in our Galaxy. Arp 220 has a rate of star formation per unit mass of interstellar gas that is about 50 times that found in our Galaxy although its total gas content is comparable within a factor of two to that of the Milky Way.

The higher  $L_{\text{FIR}} / [M(\text{HI}) + M(\text{H}_2)]$  ratio implies that the total star formation in galaxies is determined by: (i) the total amount of interstellar gas, and (ii) an efficiency of star formation per unit of mass of interstellar gas. This efficiency of star formation is a variable that depends on the disturbances introduced in the internal large scale dynamics of individual galaxies during galaxy-galaxy interactions. All galaxies with  $L_{\text{FIR}} / M(\text{HI}) + M(\text{H}_2)$  ratios larger than 10 are colliding galaxies in a state of advanced fusion. Since the rates of star formation per unit mass of interstellar gas observed in the warm galaxies represented in Figure 2 imply that their interstellar gas will be depleted in less than  $10^7$  years, they must be rapidly transforming into early type galaxies.

### 3. COMPARISON BETWEEN THE RADIO AND OPTICAL SYSTEMIC VELOCITIES

A striking finding from our Arecibo survey of the atomic hydrogen in luminous IRAS galaxies is a clear preponderance for the HI to be redshifted relative to the optical systemic velocities. In Figure 3 are represented histograms of the velocity differences between the HI, CO and optical redshifts. The velocities of the HI (emission or absorption) are the midpoint heliocentric velocities at 20% fractional level of the peak signals (emission or absorption). The optical systemic velocities were taken in order of priority from the Center for Astrophysics Survey (Huchra et al., 1983), or the Palomar survey conducted by the IRAS group at Caltech. When no redshift was measured in the former surveys, the optical redshift is the unweighted mean of the optical redshifts catalogued by Palumbo et al. (1983).

In Figure 3a is shown a histogram of the  $V_{\text{HIABS}} - V_{\text{OPT}}$  difference for the 15 galaxies of our sample with HI absorption spectra. This difference is positive for 14 galaxies, and negative only for one galaxy. The mean value is +130 km/s. Figure 3b shows a histogram of the  $V_{\text{HI}} - V_{\text{OPT}}$  difference for the 33 galaxies with  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$  and HI measured at Arecibo in absorption and/or emission. The mean value of this difference is +78 km/s. The trend for the HI systemic velocities to be greater than the optical is not a consequence of systemic errors in the HI velocities. Among the 33 galaxies represented in the histogram of Figure 3b there are 15 galaxies with CO detections. A comparison of the HI and CO redshifts for these 15 galaxies is shown in



Figure 3c. Since the mean difference  $V_{\text{HI}} - V_{\text{CO}}$  is only  $-9$  km/s, we conclude that no significant trend is found between the HI and CO data.

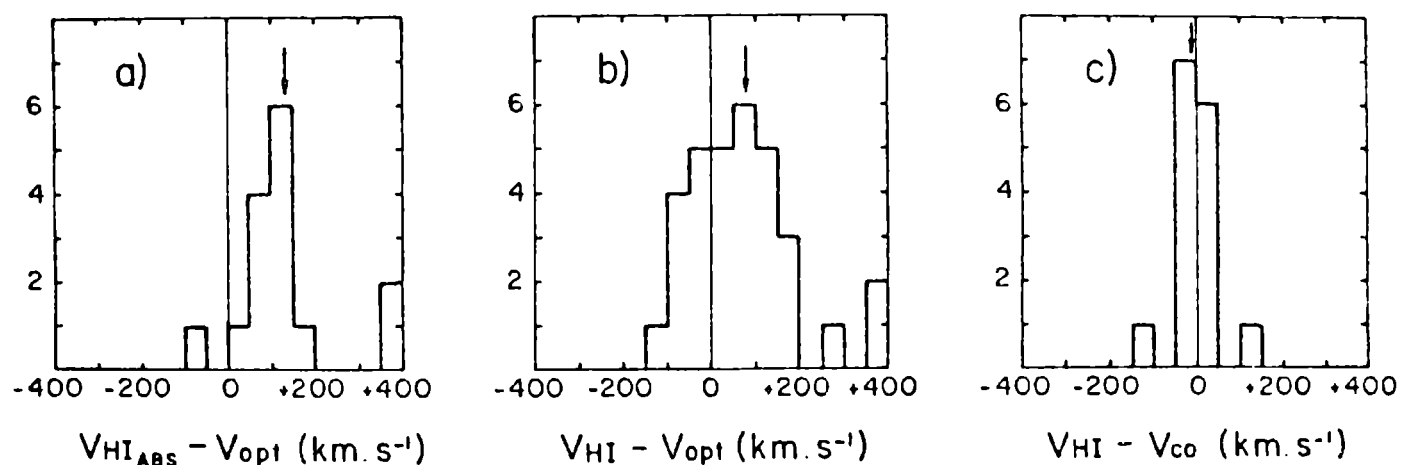


Figure 3: a) Histogram of the difference between the HI absorption and optical velocities for 15 galaxies. b) As Fig. 3a but for HI absorption and/or emission of 33 galaxies with  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ . c) Histogram of the differences between the HI and CO redshifts for 15 galaxies with  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ .

We favor a real difference between the radio and optical redshifts, due to the outward motion of the optical gas, in the central regions of these galaxies. The optical systemic velocities of these galaxies are often determined from narrow emission lines using low dispersion spectra. If the outwardly moving line-emitting gas is mixed with dust, the attenuation of optical emission from the far side leads to an optical redshift below systemic. The statistical

blueshift of the optical relative to the radio systemic velocities, as well as the individual instances of blue wings in the narrow emission lines observed by Heckman et al. (1987), are indications for mass outflows presumably driven by the high rates of supernovae explosions occurring in the nuclei of luminous infrared galaxies. We point out that similar statistical trends have been found in Seyfert galaxies by Mirabel and Wilson (1984), and in quasars by Hutchings et al. (1987).

#### 4. OH MEGAMASERS IN LUMINOUS FAR INFRARED GALAXIES

Extragalactic OH emission with luminosities over six orders of magnitude greater than the most luminous galactic maser have been detected so far in a total of 15 galaxies. The detections have been made by researchers using large radiotelescopes at Nancay (Bottinelli et al. 1987; Kazes et al. 1987), Jodrell Bank (Staveley-Smith et al. 1987), Parkes (Norris et al. 1987), Green Bank (Baan et al. 1985), and Arecibo (Baan et al. 1982; Mirabel and Sanders 1987b). The megamasers are detected in luminous ( $L_{\text{FIR}} > 2 \times 10^{11}$ ) and warm ( $S_{60}/S_{100} > 0.70$ ) far infrared galaxies with relative strong radio continuum emission coming from the nuclei.

As an example, in Figure 4 are shown the OH, HI, and CO spectra of the luminous infrared galaxy IIIZW035. The 1667 MHz line extends over 760 km/s at the 3 sigma level, and the isotropic luminosity of this 1667 emission is 527  $L_{\odot}$ . Velocity broad OH maser emission with widths of up to 1000 km/s, and luminosities in the 1667 MHz line of up to 1800  $L_{\odot}$  have been found in luminous IRAS galaxies. The main

lines are not circularly polarized, and the ratio of the 1667 to 1665 peak emissions tend to be higher than the LTE ratio.

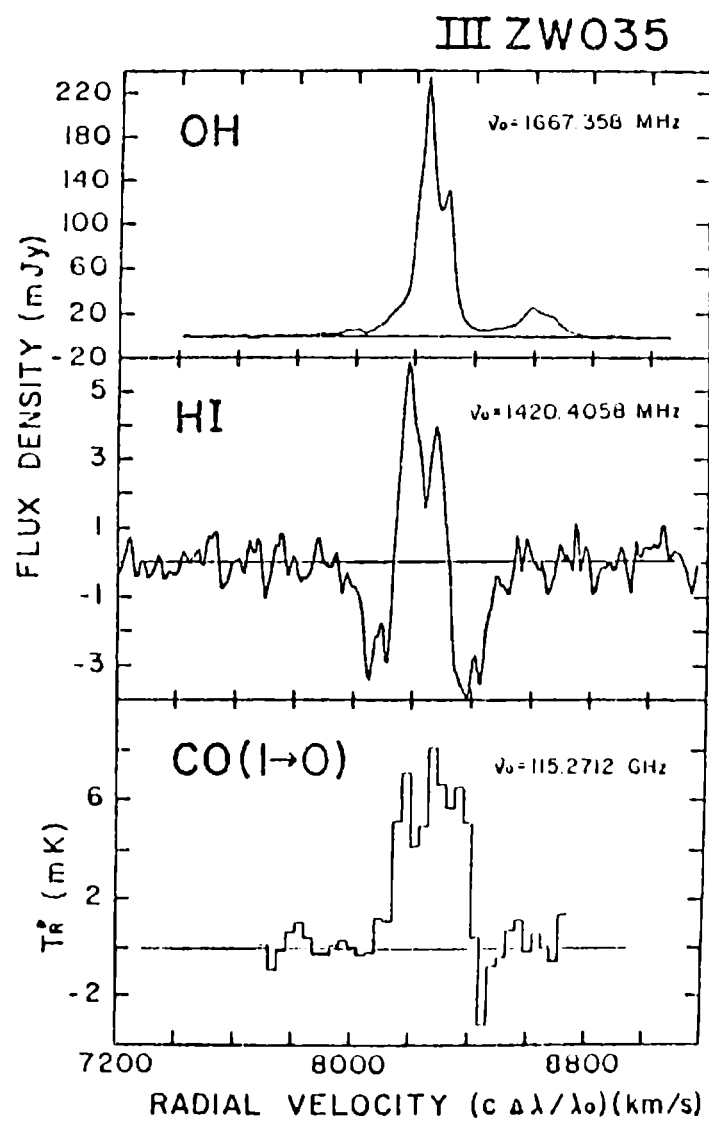


Figure 4: The OH, HI and CO spectra for the galaxy III ZW035. The velocity scale for the OH profile refers to the 1667 line. The 1665 line is displaced by 351 km/s toward the right.

There are indications that the OH megamasers originate in physical processes that differ from those that occur in the most commonly studied galactic OH masers. The extragalactic OH megamasers are likely to arise in extended regions of low density gas. The optical depth of the interstellar gas between 30 and 120 microns is low, and the OH could be inverted by the far-infrared radiation over large distances, allowing masers to arise in large volumes of space. The velocity widths of the OH megamasers and the absence of circular polarization in the OH emission lines are indications that they are coming from extended regions.

In Figure 5 are plotted the ratios of the 1667 to 1665 fluxes versus the ratios of the 1667 peak flux to 60 microns flux, for all megamasers reported so far in the literature. There seems to be a correlation between the pumping efficiency of the infrared photons and the 1667 to 1665 MHz flux ratio. IIIZW035 and IRAS 1017+08 are the megamasers with the highest infrared pumping efficiencies, which are at least 5 times larger than in any other megamaser. The peak flux ratios between the two OH main lines in these galaxies are 9.1 and 14.6 respectively.

The extraordinary strength of megamasers suggests the possibility of their use for studies of topical interest in astrophysics. First, they can be used to probe the Universe in earlier epochs, when galaxies more commonly underwent episodes of intense star formation. Using the Arecibo telescope, a megamaser as the one shown in Figure 4 could be detected at a redshift of 0.5. In fact, using the Nancay radiotelescope, Kazes et al. (1987) have recently detected a megamaser from a galaxy that is receding from the Sun at 22,000 km/s. The second potential use of megamasers is for high spatial resolution studies of the interstellar gas in the nuclear regions of luminous infrared galaxies.

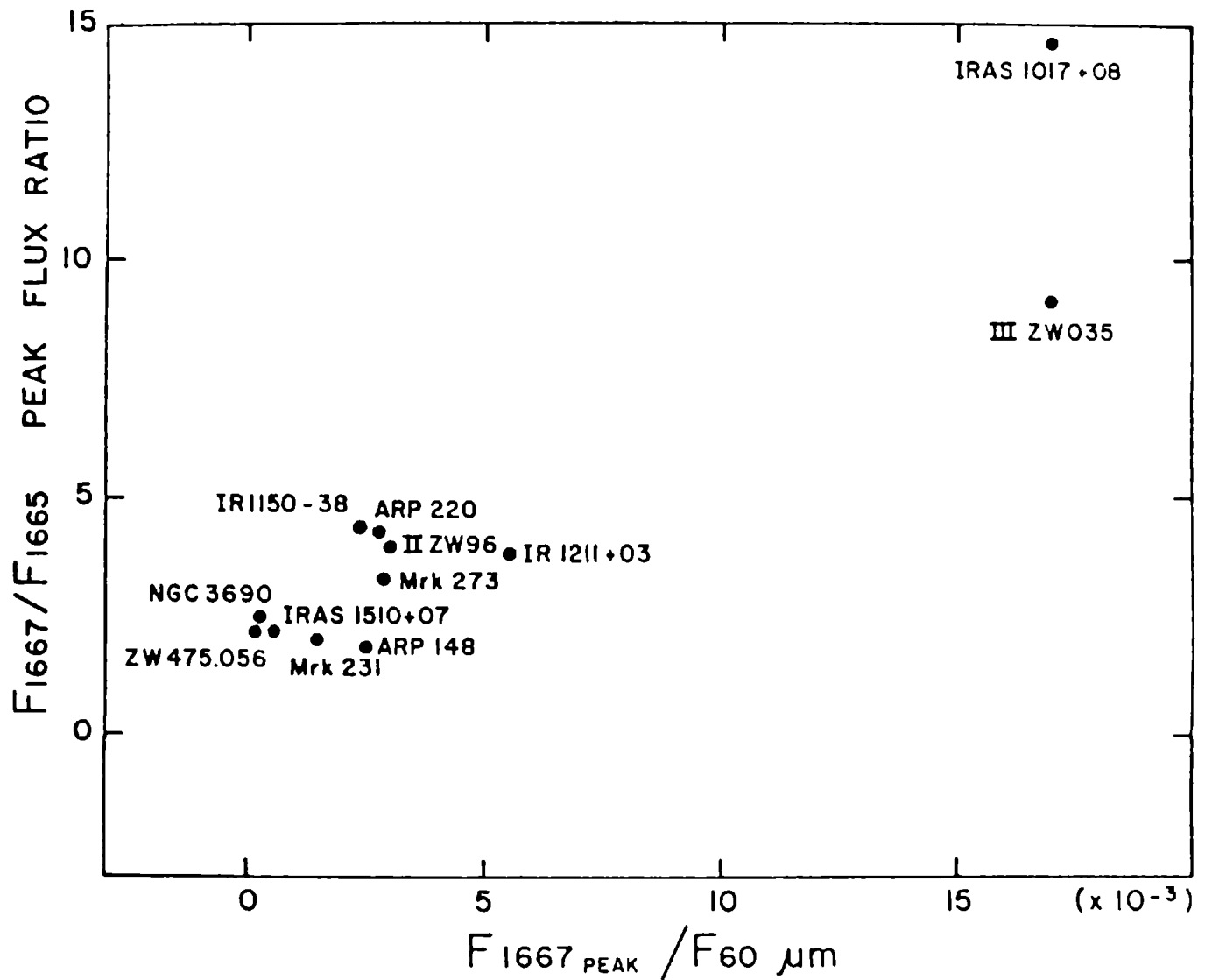


Figure 5: Peak flux ratios of the 1667 and 1665 MHz transitions of the OH versus the 1667 MHz peak flux to 60 microns flux ratio for all published megaserasers.

The VLA observations of the OH emission and HI absorption in Arp 220 (Baan et al. 1984, 1987) show that all the OH emission and HI absorption comes from the inner 1 kpc. This

result is consistent with the results obtained from interferometric observations of the CO (Sargent et al. 1987), and the near infrared (Becklin and Wynn-Williams, 1987).

#### 4. CONCLUSIONS

The total amount of interstellar gas in most of the luminous infrared galaxies is within a factor of three the total amount of interstellar gas in the Milky Way galaxy. However, the star formation rate in those galaxies can be up to 100 times larger than in the Milky Way. This enhanced star formation rate per unit mass of interstellar gas is a consequence of an enhanced molecular cloud formation rate per unit mass of atomic gas. In several luminous infrared galaxies we find overall fractions of molecular gas that are comparable to the fractions of molecular gas found in the inner regions of our galaxy. The power of galaxies to form giant molecular clouds and massive stars seem to be a function of the disturbances produced in the large scale internal dynamics of the systems during galaxy-galaxy collisions. The star formation rates observed in ultraluminous infrared galaxies imply a rapid depletion of the overall content of interstellar gas, and a on-going conversion of these galaxies into early type systems.

In luminous infrared galaxies there is a clear preponderance for the optical velocities to be lower than the radio velocities. This trend is interpreted as an indirect, statistical evidence, of outflow motions of the optical emission line nebulae. Similar mass outflows seem to occur in Seyfert galaxies and quasars, since similar statistical trends between optical and radio velocities are found in these types of objects.

OH megamasers reside in the nuclei of luminous and warm infrared galaxies. Because of their remarkable luminosity, they could be used to probe the Universe at large redshifts, when galaxies more commonly underwent episodes of intense star formation. The high spatial resolution observations of the OH emission and HI absorption, show that in superluminous infrared galaxies large fractions of the interstellar gas with high turbulent motions are concentrated within the inner hundred parsecs.

I.F.M. is a member of Conicet, Argentina, and acknowledges support from NSF Epscar program at the University of Puerto Rico.

## 5. REFERENCES

- Baan, W.A.; Wood, P.A.D. and Haschick, A.D. 1982, Ap. J. 243, L143.
- Baan, W.A. and Haschick, A.D. 1984, Ap. J. 279, 541.
- Baan, W.A.; Haschick, A.D. and Schmelz, J.T. 1985, Ap. J. 298, L51.
- Baan, W.A.; van Gorkomm, J.H.; Schmelz, J.T. and Mirabel, I.F. 1987, Ap. J. 313, 102.
- Becklin, E.E. and Wynn-Williams, C.G. 1987, Star Formation in Galaxies, NASA Conference 2466, 643.
- Bottinelli, L.; Dennefeld, L.; Gouguenheim, L.; Martin, J.M.; Paturel, G. and Le Squeren, A.M. 1987, Star Formation in Galaxies, NASA Conference 2466, 597.
- Heckman, T.M.; Armus, L. and Miley, G.K. 1987, A. J. 93, 276.
- Huchra, J.; Davis, M.; Latham, D. and Tonry, J. 1983, Ap. J. 52, 89.

- Hutchings, J.B.; Gower, A.C. and Price. 1987, A. J. 93, 6.
- Kazes, I.; Mirabel, I.F. and Sanders, D.B. 1987, In preparation.
- Mirabel, I.F. 1982, Ap. J. 260, 75.
- Mirabel, I.F. and Wilson, A.S. 1984, Ap. J. 277, 92.
- Mirabel, I.F. and Sanders, D.B. 1987a, In preparation.
- Mirabel, I.F. and Sanders, D.B. 1987b, Ap. J. in press.
- Norris, R.P.; Whiteoak, J.B.; Gardner, F.F.; Allen, D.A. and Roche, P.F. 1987, M.N.R.A.S. 221, 51p.
- Palumbo, G.G.C.; Tanzella-Nitti, G. and Vettolani, G. 1983, Catalogue of Radial Velocities of Galaxies. Gordon and Breach Science Publishers, Inc.
- Sanders, D.B.; Solomon, F.M. and Scoville, N.Z. 1984, Ap. J. 276, 182.
- Sanders, D.B. and Mirabel, I.F. 1985, Ap. J. 298, L31.
- Sanders, D.B.; Scoville, N.Z.; Young, J.S.; Soifer, B.T.; Schloerb, F.P.; Rice, W.L. and Danielson, G.E. 1986, Ap.J. 305, L45.
- Sargent, A.I.; Sanders, D.B.; Scoville, N.Z. and Soifer, B.T. 1987, Star Formation in Galaxies, NASA Conference 2466, 471.
- Soifer, B.T.; Sanders, D.B.; Madore, B.F.; Neugebauer, G.; Danielson, G.E.; Elias, J.H.; Persson, C.J. and Rice, W.L. 1987, IPAC preprint 26.
- Staveley-Smith, L.; Cohen, R.J.; Chapman, J.M.; Pointon, L. and Unger, S.W. 1987, M.N.R.A.S., in press.



## CALCULO DE LA MAGNITUD TOTAL DE LAS GALAXIAS

### CALCULATION OF TOTAL MAGNITUDE OF GALAXIES

M.V. Alonso<sup>1</sup> y J.L. Sérsic<sup>2</sup>

1 OAC y CONICOR

2 OAC y CONICET

ABSTRACT: Surface photographic photometry was not extended to low enough levels in order to warrant a suitable extrapolation leading to total magnitudes. We have computed, consequently, the luminosity up to the last measured isophote and we have obtained two parameters from the IS curve. Then, the values of  $N$  and  $Q_N$  follow from double interpolation in a family of curves for integer values of  $N$ . Since  $Q_N$  is known, we obtain the total luminosity  $L_T = Q_N I_N S_N$  and the total magnitude for each galaxy.

RESUMEN: La fotometría superficial no se extiende a niveles suficientemente débiles para garantizar una extrapolación adecuada de la luminosidad. Se desarrolla un procedimiento para el cálculo de la magnitud total de una galaxia haciendo uso de la técnica utilizada en Córdoba. De la curva I.S (ver Figura 1), se calculan la luminosidad  $L(m)$  hasta la última isofota medida y dos parámetros definidos como:

$$K_1 = x - N = 0.921 (m_1 - m_N) ,$$

$$K_2 = L(m) / I_N S_N ,$$

donde  $N$  es un parámetro ajustable que debe ser determinado.

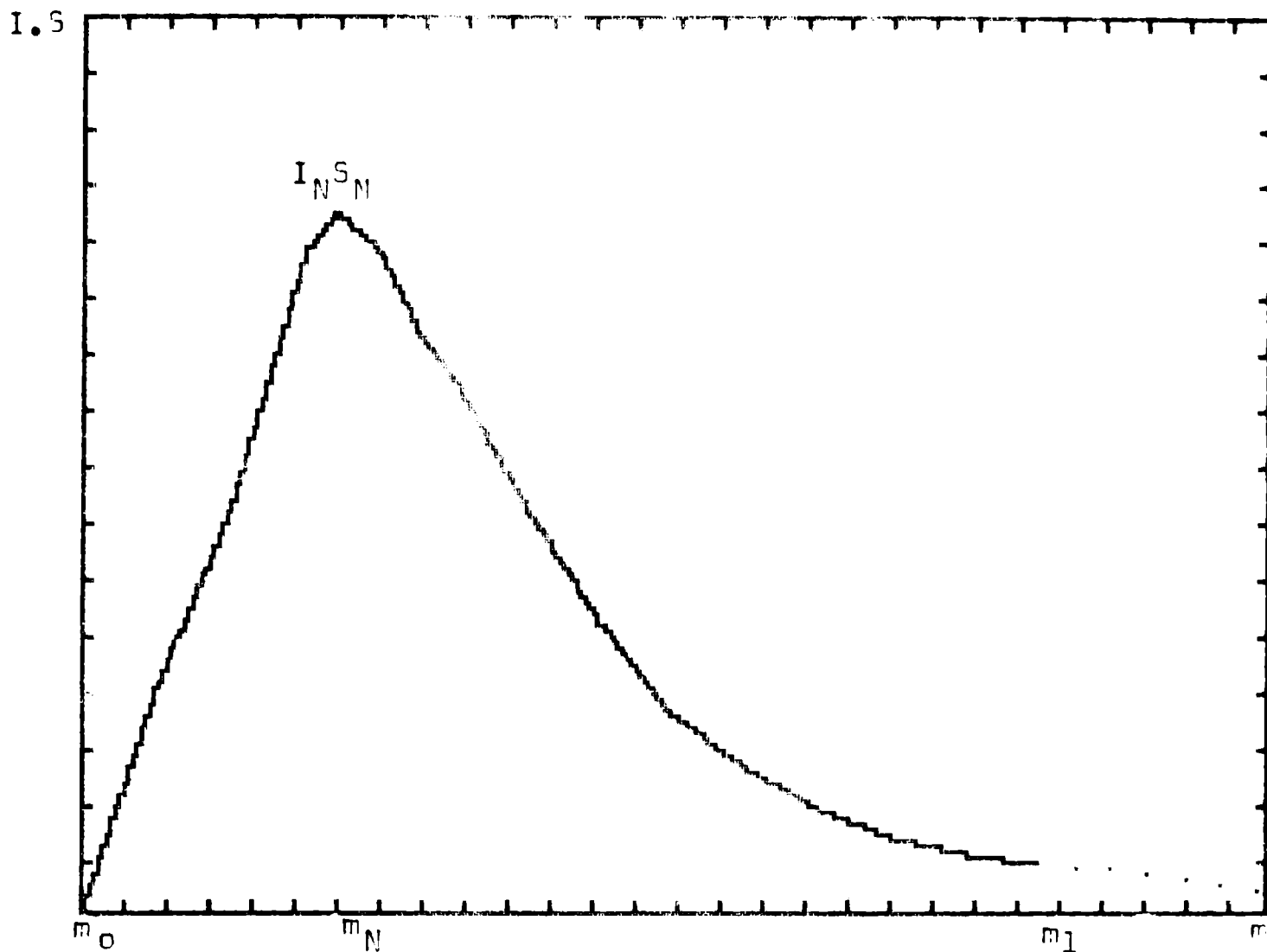


Figura 1: Variación de I.S. en función de la magnitud de las distintas isofotas.  
 $m_0$ , magnitud de la zona más brillante del objeto;  $m_N$  e  $I_N S_N$ , valores correspondientes al  
 máximo de la curva y  $m_1$ , magnitud más débil detectada.

Con los valores  $K_1$  y  $K_2$  obtenidos se puede interpolar en una familia de curvas  $F(N, x-N)$ , definidas para  $N$  enteros:

$$F(N, x-N) = Q_N (1 - \exp. (-x) E_{N-1} (x)) ,$$

con  $Q_N = (e/N)^N (N+1)$  , y

$$E_N = x^j / j$$

Se obtiene así, el valor completo de  $Q_N$ , la luminosidad total  $L_T = Q_N I_N S_N$  y la correspondiente magnitud total de la galaxia.

# COLAPSO NO DISIPATIVO Y LA FORMACION DE GALAXIAS ELIPTICAS

## DISSIPATIONLESS COLLAPSE AND THE FORMATION OF ELLIPTICAL GALAXIES\*

L.A. Aguilar

Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics

RESUMEN: Se presenta una breve revisión de trabajos previos y la situación actual en el problema de la formación de galaxias vía colapso no disipativo, así como los resultados de una nueva serie de experimentos numéricos. Se muestra que los colapsos que siguen a condiciones iniciales "frías" son diferentes de los colapsos "tibios", debido a la presencia de una inestabilidad dinámica asociada con órbitas radiales. Esta inestabilidad da lugar a configuraciones finales tri-axiales, independientemente de la cantidad inicial de energía cinética térmica, rotacional, o la forma de las condiciones iniciales, siempre que  $2T/W \leq 0.1$ , donde  $T$  es la energía cinética total (rotacional + térmica) y  $W$  es la energía potencial de las condiciones iniciales. Condiciones iniciales más tibias preservan su forma inicial, o se vuelven obladas

\* Presented as an invited talk at the 18<sup>th</sup> meeting of the Dynamical Division of the A.A.S.

To appear in *Celestial Mechanics*, 1987.

si estaban rotando inicialmente. Condiciones iniciales frías producen sistemas en equilibrio con perfiles de densidad más realistas, no como los colapsos más tibios, que resultan en perfiles tipo core-halo que no se asemejan a los perfiles de brillo superficial observados de galaxias elípticas. Aunque los mismos colapsos fríos que resultan en formas triaxiales producen perfiles de densidad realistas, se muestra que estos dos efectos no están directamente conectados: los colapsos fríos simulados con un código N-cuerpos con simetría esférica forzada resulta en perfiles de densidad realistas también.

ABSTRACT: A brief review of previous work and the present situation in the problem of formation of elliptical galaxies via dissipationless collapse are presented, as well as the results of a new set of numerical experiments. It is shown that collapses started from cold initial conditions are different from warmer collapses, due to the presence of a dynamical instability associated with radial orbits. This instability leads to triaxial final configurations, regardless of the initial amount of random kinetic energy, rotational kinetic energy, or shape of the initial conditions, as long as  $2T/W \lesssim 0.1$ , where  $T$  is the total (rotational plus thermal) kinetic energy and  $W$  is the potential energy of the initial conditions. Warmer initial conditions preserve their initial shape, or become oblate if initially rotating. Cold initial conditions produce equilibrium systems with realistic density profiles, as opposed to collapses from warmer conditions that result in core-halo profiles, unlike the observed surface brightness profiles of elliptical galaxies. Although the same cold

collapses that result in triaxial shapes produce realistic density profiles, it is shown that these two effects are not directly connected: cold collapses simulated with an N-body code that enforces spherical symmetry result in realistic density profiles too.

## COLISIONES FRONTALES ENTRE GALAXIAS ESFERICAS

## SPHERICAL GALAXY COLLISIONS. HEAD-ON ENCOUNTERS

J. Navarro<sup>1</sup> y M. Mosconi<sup>2</sup>

1 DAC - CONICET

2 DAC

RESUMEN: En este trabajo investigamos encuentros frontales entre galaxias esféricas de igual masa por medio de experimentos N-cuerpos. Los cambios en energía interna y orbital correlacionan bien con la inversa de la velocidad relativa en el momento de máximo acercamiento  $V_p$ . Las galaxias siempre ganan energía en los encuentros, pero se encuentra que su velocidad rms se ve disminuída por efecto del encuentro, lo que significa que la energía extra se invierte en expandir la galaxia más que en aumentar su energía cinética. Las galaxias caen en órbitas ligadas y se fusionan si  $V_p$  es menor que  $2.75 \sigma_p$ , donde  $\sigma_p$  es la velocidad rms en el momento de máximo acercamiento. Los experimentos cubren un amplio rango en  $V_p$ , desde colisiones casi en la frontera de la fusión hasta  $V_p = 17.0 \sigma_p$ . Dos modelos diferentes de galaxias se usaron en los experimentos, difiriendo entre ellos principalmente en su distribución de velocidades (en un modelo predominan las órbitas radiales mientras que en el otro las tangenciales). Sus perfiles de densidad son, sin embargo, similares, y no se ven profundamente alterados por los encuentros. Una comparación hecha con los resultados obtenidos de

aplicar la aproximación impulso a nuestros modelos muestra diferencias sistemáticas muy importantes en el caso de las colisiones más violentas (se observan discrepancias de hasta un 100%). A pesar de que la aproximación impulso no da resultados adecuados, es todavía posible derivar algunas correlaciones que permiten describir los cambios en energía interna en términos de  $V_{p1}$  e independientemente del modelo usado. El intercambio de masa entre las galaxias participantes del evento es casi nulo en todos los casos. En la segunda parte de este trabajo discutimos los resultados obtenidos en la simulación de encuentros tándem. Estos no muestran una diferencia sistemática con los otros experimentos, lo que refuerza la idea de que los resultados de una colisión frontal (al menos en cuanto a energía interna se refiera), son independientes de modelo de galaxia particular usado. Esto sugiere que, si el tiempo entre colisiones sufridas por una galaxia en un cúmulo es suficientemente largo como para recuperar un estado de equilibrio luego de cada encuentro individual, la evolución de una galaxia en tales vecindades podría ser descrita por la suma de eventos estocásticamente distribuidos.

ABSTRACT: We investigate low-velocity, highly interpenetrating ("hard") head-on encounters between equal mass spherical galaxies by means of full N-body simulations. We compute the energy changes (both orbital and internal) caused by the collisions, and find that they correlate well with the collision strength (the perturber mass-weighted inverse of the relative velocity at closest approach,  $M_p/V_p$ ). Galaxies always gain energy in the encounters, but their rms velocity decreases after the collision, extra-energy being used to expand the galaxy rather than increasing its kinetic energy. The galaxies fall into bound



orbits and merge rapidly if  $V_p < 2.75 \sigma_p$ , where  $\sigma_p$  is the rms velocity of the galaxy at maximum overlapping. The experiments cover a wide range of collision strengths, from nearly merging collisions to  $V_p \sim 17.0 \sigma_p$ . Two different galaxy models have been used throughout the experiments, differing mainly on their velocity distribution; ISO model, whose core particles are in isotropic orbits while halo ones follow predominantly radial orbits, and CIRC model, in which most of the kinetic energy resides on tangential velocity components. Their density profiles are, however, similar, and are not strongly altered after the collisions. A comparison of the correlations found with the predictions of the impulsive approximation shows large systematic departures for most "hard" encounters. For interpenetrating encounters, impulse results are strongly dependent on how mass is distributed in the perturber while the dependence on the type of orbit which predominates in the target galaxy is much smaller. Small changes in the radial scale length of the perturber cause large variations in impulsive results. However, these latter always show a defined steeper dependence on  $V_p / \sigma_p$  than the simulations do. All models behave similarly regarding to fractional internal energy gain  $\Delta U / U_0$ , while mass and orbital energy losses ( $\Delta M / M_0$  and  $\Delta E / E_0$ , respectively) are found to depend somewhat on the internal velocity distribution of the colliding galaxies. In spite of the failure of impulse approximation to describe the results of the simulations, it is possible to derive simple scaling laws to describe internal energy gain in terms of the impact velocity  $V_p$ , irrespective of the model used. When the collision is simulated using a single "rigid" perturber (i.e. an extended mass model), we find that all fractional change estimates (both in energy and

mass) predicted in the impulse approximation approach do not agree with simulation results either. Mass exchange between the colliding galaxies is negligible for head-on collisions, provided they do not merge. Mass loss computation involves large uncertainties because of the relatively small number of bodies used in each experiment ( $\sim 250-500$  per galaxy), and specially because escapers are always those initially in high-energy orbits, the worst sampled region of binding energy space for such a number of particles. However, we present a simple model which allows to calculate fractional mass losses depending only on the binding energy distribution of the initial galaxy and on the impact velocity. Tandem encounters are also simulated, and do not show systematic differences with the results found for initial galaxies. Yet, the galaxy after the encounter differs significantly from its former structure. It becomes larger ( $R_h$  and  $R_{90}$ , the radius containing half and 90 per cent of the mass, respectively, are always larger than their original values), less bound ( $\Delta U$  is always positive), and better mixed (i.e. its energy distribution is flattened because of the encounter; if the original distribution were already flat, its form is not significantly altered except for the global secular drift to less bound orbits). Therefore, although "hard" collisions may produce large structural changes in the galaxies participating of the event, the effect of cumulative encounters (as experimented by a galaxy in a cluster) may still be described by the sum of stochastically distributed individual events since higher-velocity more-eccentric collisions are expected to produce always less damage on the intervening galaxies.

FOTOMETRIA CCD DE LA GALAXIA ACTIVA NGC 1672

CCD PHOTOMETRY OF THE ACTIVE GALAXY NGC 1672

C. Feinstein<sup>1,3</sup>, E.I. Vega<sup>1,2,3</sup> y J.C. Forte<sup>1,2,3</sup>

1 Observatorio Astronómico de La Plata

2 Instituto de Física y Astronomía del Espacio

3 CONICET

RESUMEN: Fotometría CCD de la galaxia activa NGC 1672, fue obtenida con los telescopios de 0.90 y 1.5 mts en el Observatorio Interamericano de Cerro Tololo. Se presentan mapas de color y un análisis de las componentes fotométricas de la galaxia, también mapas filtrados con el fin de acentuar las altas frecuencias. Se realiza una discusión sobre la posible barra de la galaxia con perfiles perpendiculares a ésta.

ABSTRACT: We obtained CCD photometry of the active galaxy NGC 1672 using the 0.9m and 1.5m telescopes at CTIO. We present color maps and we analyzed the photometric components of the galaxy. We discussed its possible barr.

INTERCAMBIO Y PERDIDA DE MATERIA EN CUMULOS DE GALAXIAS  
EN COLAPSO

MASS LOSS AND INTERCHANGE OF MATTER IN COLLAPSING CLUSTERS  
OF GALAXIES

J.C. Muzzio<sup>1,2</sup> Y M.M. Vergne<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico de La Plata

<sup>2</sup> CONICET

<sup>3</sup> CIC

RESUMEN: De la misma manera que en nuestros trabajos anteriores, usamos una aproximación por medio de partículas de prueba para investigar el intercambio y pérdida de materia, pero en esta oportunidad utilizando modelos de cúmulos de galaxias en colapso. Nuestros resultados muestran que la evolución dinámica del sistema no sufre ninguna atenuación después del colapso del cúmulo; además, la pérdida y el intercambio después de la virialización son más elevados para los de colapso que para un modelo virializado con condiciones iniciales comparables.

ABSTRACT: We used test particles to investigate the interchange and loss of matter but using models of collapsing clusters of galaxies. Our results show that the dynamical evolution of the system does not suffer any attenuation after the collapse of the cluster; besides the loss and interchange of matter after the visualization are higher for the collapsing clusters than for a visualized model with similar initial conditions.

## FUSION DE GALAXIAS EN CUMULOS CON MATERIA OSCURA

### MERGING INSTABILITY IN GROUPS OF GALAXIES WITH DARK MATTER

J. Navarro<sup>1</sup>, M. Mosconi<sup>2</sup> y D. Garcia Lambas<sup>3</sup>

1 DAC, CONICET

2 DAC

3 DAC, CONICET, Princeton University (USA)

RESUMEN: Se realizaron varios experimentos numéricos con el objeto de analizar la importancia dinámica de materia uniformemente distribuida en grupos de galaxias en el proceso de fusión de galaxias. Se simularon grupos de galaxias mediante sistemas autogravitantes de masas puntuales ablandadas con distancia intergaláctica media ( $D_m$ ) entre 10 y 30, en unidades del radio de mitad de masa y una razón para la velocidad de dispersión media en el cúmulo a la dispersión interna galáctica ( $V_{cl}/\sigma_g$ ) de  $\sim 2$ . Una galaxia central gigante (canibal) se forma en menos de un tiempo de caída libre  $T_{ff}$  cuando no hay un substratum de materia oscura. Solamente aquellas galaxias que adquieren velocidad de escape y dejan el sistema, pueden evitar fusionarse con la canibal. Esta situación es prácticamente independiente de las condiciones dinámicas iniciales impuestas, las cuales incluyen modelos fríos (todas las galaxias en reposo) a modelos en equilibrio (galaxias en equilibrio virial). Se realizaron también experimentos en los cuales las condiciones iniciales de las galaxias consisten en movimientos al azar isotrópicos (modelos RND) y

encontramos aquí consistencia con el proceso antes mencionado. Es así que grupos de galaxias sin un substratum dominante no pueden evitar fusionarse a una sola unidad en una escala de tiempo de caída libre, la cual es mucho más corta que la vida media de este sistema. La eficiencia del proceso de fusión es notablemente disminuída cuando un substratum masivo se incluye en el sistema. A medida que la importancia dinámica del substratum aumenta, el sistema puede sobrevivir más tiempo sin ser completamente absorbido por la galaxia central para similares valores iniciales de  $V_m$  y  $V_{cl}/\sigma_g$ . No obstante, en estos casos, cuando una galaxia ha absorbido aproximadamente la mitad de la masa del sistema, el proceso de fusión es autoacelerado rápidamente. Concluimos así que substratums dominantes en grupos de galaxias deberían ser esperados por estas razones, puesto que éstos son más viejos que  $5 T_{ff}$  y, si la mayoría de las masas está concentrada en las galaxias, el proceso de inestabilidad a una canibal se realiza en una escala mucho más corta de tiempo.

**ABSTRACT:** Several N-body experiments were performed in order to analyse the importance of smoothly distributed dark matter on the merging processes in groups of galaxies. We simulated groups of galaxies as selfgravitating systems of softened point masses with average intergalactic distance ( $D_m$ ) ranging between 10 and 30 in units of the mean galactic half mass radius, and a cluster velocity dispersion to mean galactic internal velocity dispersion ratio ( $V_{cl}/\sigma_g$ ) of about 2. A giant central galaxy ('cannibal') develops in less than a free fall time  $T_{ff}$  when no background of dark matter is present. Only the galaxies which could acquire escape velocity, and thus leave the system, can avoid merging with the cannibal. This situation arises regardless

of the initial dynamical conditions were imposed, which ranged from 'cold' models (all galaxies at rest) to equilibrium models (started with galaxies in virial equilibrium). We also tried initial conditions in which galaxies were moving in random directions with random velocity (rnd models) and found no difference in the time-scale of the process mentioned above. Thus, groups of galaxies with no background cannot avoid merging into a single unit in a time-scale ( $\sim 1 T_{ff}$ ) much shorter than the expected life of such systems. The efficiency of the merging process is remarkably diminished when the effects of a massive background are included in the simulations. The more important the background in the dynamics of the system, the longer the system can stand without being cannibalized by a continuously growing galaxy, although keeping similar initial values for  $D_m$  and  $V_{cl}/\sigma_g$ . However when such a galaxy has 'eaten' about half of the mass in form of galaxy, the process accelerates itself and the cannibal is rapidly formed. So, it must be concluded that such a dominant background is actually present if groups of galaxies are, as commonly assumed, older than five crossing times, because systems in which most of the mass is concentrated in galaxies appear to be largely unstable to merging.

**INSTRUMENTAL Y TECNICAS  
DE  
REDUCCION**





## GUIADOR AUTOMATICO PARA ESPECTROSCOPIA

### AUTOMATIC GUIDER FOR SPECTROSCOPY

Ing. E. E. Martínez<sup>1,2</sup>, A. Casagrande<sup>1,2</sup> y H. Levato<sup>1,2</sup>

1 Complejo Astronómico El Leoncito

2 CONICET

**RESUMEN:** Se presenta un dispositivo destinado a guiar y controlar las observaciones de espectroscopía con placas fotográficas. El equipo realiza el paseo de la estrella, automáticamente invierte la dirección del movimiento al salir la estrella de la ranura y detiene el guiado al llegar a alguna condición de finalización especificada por el astrónomo. Simultáneamente con el guiado toma los datos de la exposición, número de cuentas de fotomultiplicadora acumuladas, cuentas por segundo y tiempo acumulado. Se detallan someramente los objetivos perseguidos al encarar el trabajo y el principio de operación, se continúa con una descripción del funcionamiento general desde el punto de vista del usuario y luego se mencionan las características y funcionamiento desde el punto de vista técnico que incluyen dos aspectos: hardware y software.

## ABSTRACT

A device thought for guiding and controlling observations in spectroscopy with photographic plates used as detector is described. The equipment makes the star trail the slit, automatically turns the movement when the object runs away from the slit end and stops the trail when some final condition specified by the astronomer is reached. In addition, this guider performs some data acquisition related to the exposition: the real counts accumulated from the PMT, counts per seconds, the elapsed time and some other information used for controlling the exposure. First we described the main goals of this work and the operation principle, later we described the operation description from the user's point of view and finally a brief technical report is provided which two main points: hardware and software.

## INTRODUCCION

El sistema original de guiado para espectroscopia del telescopio de 2,15 mts del CASLEO no resulta suficiente en la actualidad, su uso es incómodo para el trabajo del astrónomo, exige un cuidado especial en el guiado para evitar pérdidas de tiempo y calidad de los espectros obtenidos. El guiado debe ser lo más parejo posible, sin "cabeceos", y la estrella debe permanecer el menor tiempo posible fuera de la ranura. Lo primero afecta la calidad del espectro y lo segundo aumentaría el tiempo de exposición. Por supuesto, si las exposiciones son largas y los tiempos de paseo también, el tiempo muerto de la estrella fuera de la ranura pierde importancia, pero subsiste aún la incomodidad del guiado y la imperfección del mismo.

Por las razones mencionadas se decidió encarar un dispositivo que, además de realizar el paseo automáticamente (de ida y vuelta), controle la exposición de la misma manera que lo realiza un contador de fotones. Se pensó, además, que el control de la observación lo debía realizar a partir de datos introducidos por el astrónomo y de uso frecuente en espectroscopía con placas fotográficas. El objetivo principal es aliviar la tarea de observación.

### **Principio de funcionamiento**

El seguimiento se realiza a partir de un motor sincrónico excitado por una tensión proveniente de un amplificador cuya señal de entrada es producida por un oscilador de cuarzo termocontrolado de 50 Hz. Si se varía la frecuencia de este oscilador, se varía el seguimiento, y, por lo tanto, podemos realizar el paseo de la estrella sobre la ranura con adelantos y retrasos del telescopio. El dispositivo que se coloca en lugar del oscilador fijo de 50 Hz, produce una señal de frecuencia variable que es determinada por las características del paseo que introduce el observador.

A partir de los datos que introduce el astrónomo, para definir el paseo, el equipo calcula dos frecuencias. Una mayor que 50 Hz que adelantará el telescopio produciendo el movimiento relativo de la estrella hacia el este y la otra menor que 50 Hz que, al retrasar el telescopio, producirá el movimiento hacia el oeste.

### **Características**

Desde el punto de vista del usuario el equipo genera el paseo en forma automática a partir de la introducción, por teclado, de:

- Ventana estelar: define la altura en segundos de arco de la ranura.
- Tiempo de un paseo: junto con el dato anterior determina la velocidad relativa de la estrella con respecto a un extremo de la ranura.
- Declinación del objeto: a partir de este dato el equipo calcula la velocidad relativa del objeto respecto a un extremo de la ranura cuando se corta el el seguimiento.

Con los tres datos anteriores se calculan las dos frecuencias para variar el seguimiento del telescopio.

Además, controla la exposición con la introducción de :

- Número límite de cuentas
- Tiempo límite

El dispositivo puede realizar el control de las exposiciones de comparación y estelar introduciendo el tipo de comparación a usar.

Desde el punto de vista técnico, el equipo se construyó en base a un microprocesador 6802 de Motorola. Consta de una placa de CPU cuyo procesador es el mencionado y además tiene:

- 1 Kb de RAM
- Puede alojar hasta 16 Kb en EPROM
- Un timer programable 6840
- Una interfase de comunicación serie RS 232 en base al 6850
- Dos ports paralelos por un 6821
- Lógica para interfase con un bus standard

A esta placa de CPU se le adicionó otra, via bus standard, que es la específica del equipo y que consta de:

- Lógica de direccionamiento para un display alfanumérico de cristal líquido de 2 líneas de 16 caracteres cada una y para un latch de 4 bits usado para control de tres relays de encendido de lámparas de comparación y de un beeper de alarma.
- Lógica de detección de la estrella sobre la ranura.
- Filtro pasabanda de 20 a 80 Hz para excitación del amplificador.
- Base de tiempo para generación del baud rate del 6850. No se usa el timer de la CPU pues los tres que tiene el 6840 tienen otros usos.

Los datos y comandos se ingresan por un teclado de 16 teclas. El debouncing y la decodificación se realizan por software.

#### **Modos de funcionamiento**

Tal como ya se ha mencionado, el equipo controla la exposición a partir de datos introducidos y avisa de la finalización de la operación dependiente de los datos y del tipo de operación que realice. Los modos de funcionamiento determinan el tipo de operación a realizar y, por lo tanto, la condición de finalización. Al modo de funcionamiento propiamente dicho se le debe agregar lo que se ha definido como función.

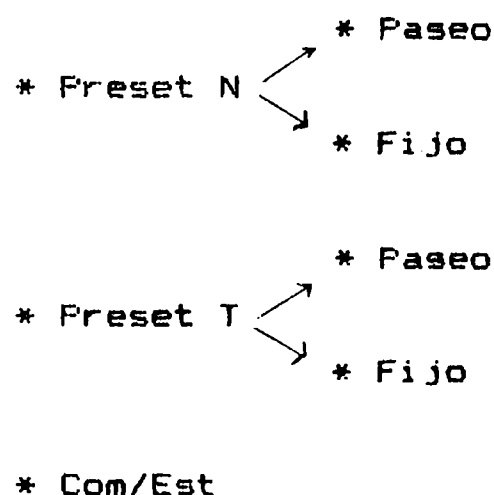
Los modos de funcionamiento son :

- Preset N : funcionamiento por preseteo del número de cuentas.
- Preset T : preseteo del tiempo.

- Com/Est : funcionamiento conjunto de comparación y estre-  
lla.

La función puede ser fijo o paseo. La misma debe ser elegida en los modos de Preset N y Preset T, en el caso de Com/Est la función está fijada por la secuencia de operación. La función de paseo realiza el paseo del objeto en fijo, el equipo no realiza el paseo y continua con el seguimiento normal.

El resumen de funcionamiento es:



La operación del equipo es la siguiente según como se especifique el modo y la función:

Preset N : Este modo trabaja con el preseteo del número límite de cuentas, por lo tanto, la condición de finalización es cuando se llegue al número de cuentas.

En este modo se puede realizar o no el paseo especificando la función. Si el equipo está en paseo, o sea realiza el barrido del objeto, la operación finalizará cuando después de llegar al número de cuentas termine el paseo actual. Si por el contrario no realiza paseo, la operación

finalizará inmediatamente despues de llegar al número de cuentas.

**Preset T :** En este modo se especifica el tiempo máximo de operación; la condición de finalización será cuando se llegue al tiempo especificado como límite de operación. Se realizará el paseo o no dependiendo de la función introducida.

**Com/Est :** Este modo realiza la siguiente secuencia de operación:

Encenderá la lámpara de comparación que corresponda al tipo de comparación especificado durante el tiempo límite que se ingresó. Durante esta operación no realizará paseo, por lo tanto, el equipo automáticamente funcionará en modo Preset T y función Fijo. Al finalizar el tiempo especificado, sonará una alarma de indicación, se apagará la comparación y esperará la orden para continuar. Una vez acondicionado el espectrógrafo y dada la orden de seguir, el equipo pasará el objeto sobre la ranura hasta llegar al número de cuentas especificado como límite. Por lo tanto, el equipo opera con modo Preset N y función Paseo. Una vez que se llega a las cuentas límites y se termina el paseo actual, se continua con el seguimiento normal quedando el objeto fuera de la ranura y se da la alarma de finalización. Durante la operación del sistema el equipo muestra por display el número de cuentas acumuladas hasta ese momento y se va actualizando cada segundo el tiempo acumulado y el número de cuentas por segundo, éste sirve, por ejemplo, para centrar el objeto en la ranura. Al finalizar la operación se muestra por display un mensaje de finalización.



## Comandos

Por medio de comandos se le especifica al equipo el modo de funcionamiento, la función, se ingresan los datos que el sistema necesita para operar y se controla la operación del equipo.

Los comandos para especificar la operación son los siguientes:

**MODD:** con este comando se especifica el modo de funcionamiento. El comando consiste en una tecla que se oprime sucesivamente hasta llegar al modo deseado.

**FUNCION:** este comando se utiliza para especificar Paseo o Fijo. Se encuentra en la misma tecla que el de MODD, para acceder a este comando se debe oprimir la tecla 2nd antes.

Los comandos para ingreso de datos se encuentran en teclas y son los siguientes:

**DECKER:** se ingresa el número de decker estelar usado.

**T.P.:** con este comando se ingresa el tiempo de duración de un paseo.

**DEC.:** se ingresa la declinación del objeto.

**COMP.:** sirve para especificar el tipo de comparación a usar.

**N :** especifica el número límite de cuentas.

**t :** especifica el tiempo límite.

Si no se ingresa alguno de los datos que el sistema necesita para funcionar, el equipo pide, con un mensaje en display y una alarma, los datos que necesita para la operación que se pretende.

Existen dos comandos que controlan la operación del equipo, ellos son:

RUN: este comando, que se encuentra en una tecla, se utiliza para comenzar la operación en el caso que el sistema no esté operando. Si el sistema se encontrara operando, al introducir este comando se da la orden de finalización de la operación sin interesar si se llegó a la condición de finalización, o sea se aborta la operación. El aborto del funcionamiento se realiza de diferente manera dependiendo si se encuentra en Fijo o Paseo. Al dar la orden de abortar el sistema respetará la finalización del paseo actual si se encuentra en Paseo y abortará inmediatamente si se encuentra en Fijo.

PAUSA : este comando se utiliza cuando se desea suspender momentáneamente la operación del equipo, éste respetará el paseo de la misma manera que lo hace el comando RUN, pero la operación se podrá continuar como si nada hubiese pasado al oprimir RUN nuevamente.

## Hardware

Como se mencionó anteriormente el equipo se basa en una CPU que consta de:

- Un Microprocesador 6802
- Un PIA 6821
- Un timer programable 6840
- Una interfase serie en base al 6850
- 1 Kb de RAM
- Hasta 16 Kb de EPROM

Además, una placa que se interfasea con la CPU por bus standard se usa para funciones específicas del sistema de guiador. Esta placa consta de:

- Lógica de decodificación de direccionamiento de un display y de un latch de 4 bits usado para control de los relays de las lámparas de comparación y de un beeper de alarma.

- Lógica de detección de estrella sobre la ranura.

- Un filtro pasabanda para excitación del amplificador de seguimiento.

En la figura 1 se detalla un diagrama en bloques del sistema.

### DIAGRAMA EN BLOQUES GENERAL

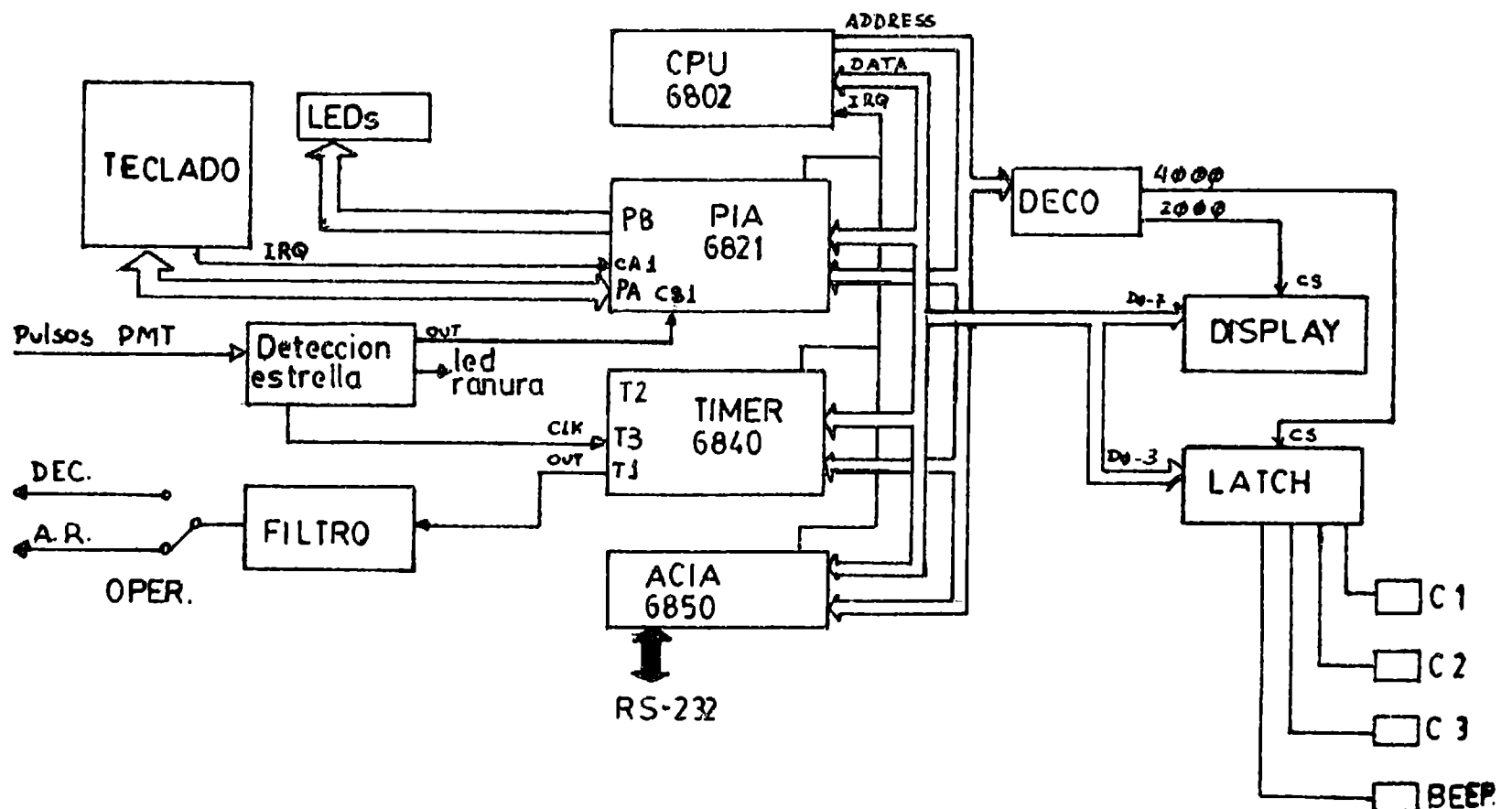


Figura 1

## 1- Diagrama en bloques general

El FIA 6821 posee dos ports paralelos de 8 bits de datos y dos líneas de control cada uno. El port A es usado para manejo del teclado, éste, por medio de una compuerta genera una transición en la línea CA1 lo que genera una petición de atención en el procesador. La decodificación y el debouncing se realizan por medio del software. El port B se usa para manejo de los leds del panel, éstos muestran el estado del equipo. Por medio de ellos se indica el modo en que se encuentra el sistema, la función, y si el equipo está realizando una operación, está detenido o está en pausa. El bit 7 del port B se usa para sensor si la estrella está sobre la ranura. Cuando el objeto sale de la ranura se produce una interrupción por medio de la línea CB1 del PIA.

El timer 6840 consta de tres contadores que se pueden programar como contadores de eventos, como one-shots o como osciladores libres. El contador 1 se programa como oscilador de onda cuadrada de frecuencia variable que después de pasar por el filtro pasabanda excitará al amplificador de tracking. La frecuencia de este oscilador dependerá de las características del paseo y de la dirección del movimiento de la estrella sobre la ranura. El segundo contador se programa para que genere una interrupción cada 100 mseg que es usada para el conteo de tiempos. El último contador se usa para el conteo de los pulsos de la fotomultiplicadora. Los pulsos de la fotomultiplicadora son acondicionados a nivel TTL por el amplificador discriminador. A la salida del mismo se obtienen pulsos de unos 100 nseg de ancho que son muy angostos para excitar el contador 3 del timer, por lo tanto son ensanchados por la lógica de detección a 3 useg. La decodificación del direccionamiento del display y del latch

de relays es realizada por un 74138 que decodifica las líneas A13, A14 y A15. De las ocho zonas mapeadas en la memoria, cuatro generan señales de selección de las cuales dos son usadas y las otras quedan vacantes. Las usadas son de 2000 a 3FFF para el display y de 4000 a 5FFF para el latch. El display es alfanumérico de cristal líquido de 2 líneas de 16 caracteres cada una y posee dos registros de uso programable. Como latch se usa un 74LS75.

El filtro es de tipo activo de banda pasante 20 a 80 Hz, se usó un LM348, cuadruple operacional.

La descripción de la lógica de detección de estrella se muestra en el diagrama en bloques de la figura 2. El circuito está pensado para que de una señal cuando las cuentas caen por debajo de un nivel seleccionado por el usuario por medio de la llave de sensibilidad. La idea básica es detectar cuando las cuentas caen por debajo de 10 pulsos por segundo.

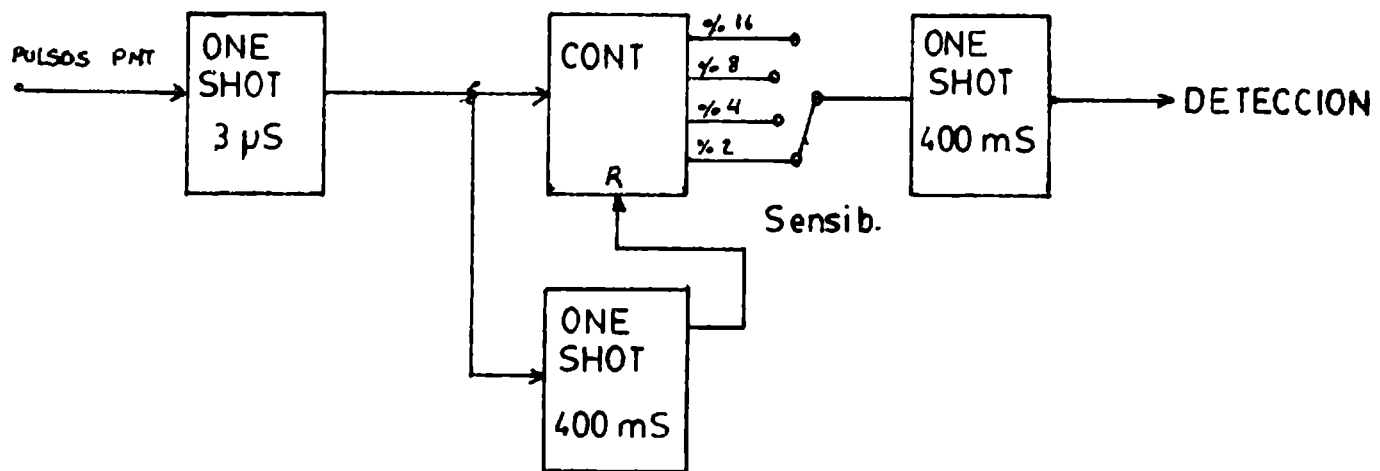


Figura 2

## 2- Diagrama en bloques de la lógica de detección

En lugar de contar 10 pulsos en un segundo, para que la respuesta del circuito sea más rápida, se cuentan 4 cuentas en 400 mseg. El primer one-shot es usado para ensanchar los pulsos provenientes del amplificador discriminador. La detección se realiza por medio del contador que es reseteado cada 400 mseg por un one-shot que está sincronizado por los pulsos de entrada, este contador dispara el segundo one-shot de 400 mseg que es redisparable. Mientras haya más de 4 pulsos en 400 mseg el último monoestable será disparado, al caer por debajo del nivel de sensibilidad se reseteará y producirá una interrupción en el procesador.

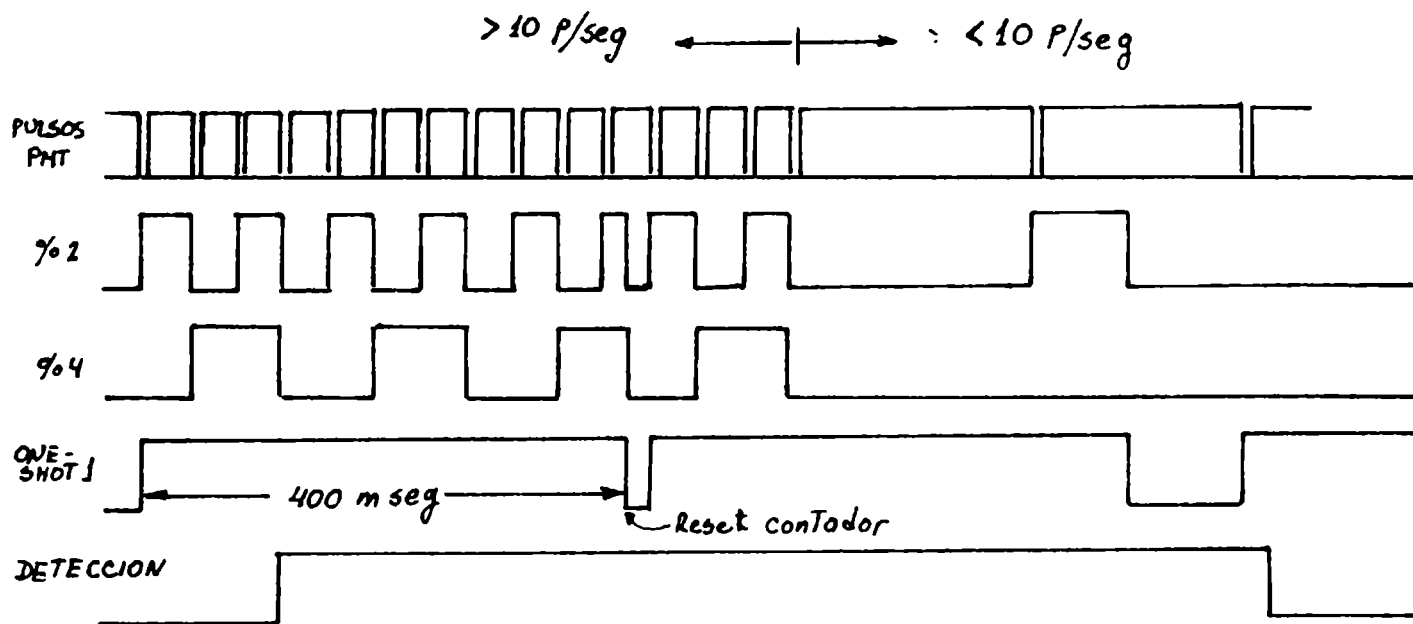


Figura 3

### 3- Diagrama temporal de señales del detector de estrella

Debido a la aperiodicidad de los pulsos de entrada y a lo crítico de la detección, este circuito presenta, en realidad, una franja de detección. Por encima de ella la señal de detección permanece en alto, por debajo de la franja permanece en bajo y dentro de la franja oscila entre un nivel y otro. Para un valor de detección de 10 pulsos por segundo se midió un valor superior de la franja de unos 12 pulsos por segundo y uno inferior de 8. Esta medición se realizó usando un generador de pulsos periódico. Este inconveniente se soluciona por el software que atiende la interrupción de la estrella. Es preciso que la detección de la estrella sea lo más abrupta posible para que el objeto quede a "medio salir" de la ranura. Este inconveniente es más crítico con objetos débiles que presentan una transición mientras está saliendo de la ranura menos abrupta.

#### Software

El software se basa en la ejecución de un loop principal que, según el estado del sistema, es modificado para ejecutar determinadas rutinas.

El estado del sistema está contenido en un byte de status el cual contiene la siguiente información:

- Modo : 2 bits
- Función : 2 bits
- Estado : 2 bits
- Estado del teclado : 1 bit
- Flag de operación : 1 bit

En el caso de modo y función no se debe aclarar nada, ya se vio su significado, en los bits correspondientes

se codifica la información dependiendo del modo y la función en cada momento.

El campo de Estado se refiere a la situación del equipo en cada momento. El Estado puede ser:

-Detenido : el sistema toma este estado toda vez que termina una operación y espera por un nuevo comando.

-Pausa : el sistema estará en Pausa al ingresar el comando de pausa.

-Running : el equipo estará en este estado cada vez que esté ejecutando una operación.

-Operación finalizada : este estado se usa para comunicar a determinados módulos del software que la operación corriente concluyó.

En el bit de estado de teclado se informa a las rutinas de comandos si el teclado está en modo 2nd. El teclado consta de 16 teclas pero cada tecla tiene dos funciones. Para distinguir entre ellas se asignan dos códigos a cada tecla, una en modo normal, la otra en el modo 2nd.

El flag de operación se utiliza para indicar a rutinas recurrentes que ya pasó por la rutina. Esto tiene por finalidad evitar que se repitan operaciones que se deben realizar sólo la primera vez que pasa por la rutina.

En la figura 4 se muestra un diagrama de flujo muy simplificada del loop principal del software de control.



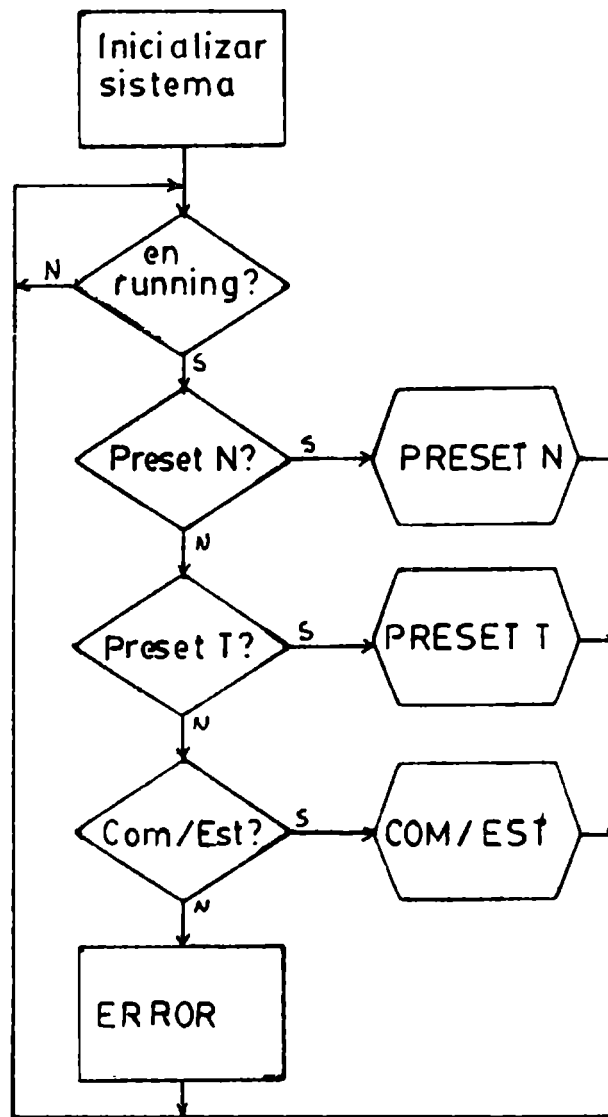


Figura 4

#### 4- Diagrama de flujo simplificado de loop principal

El programa permanentemente chequea el estado del equipo y ejecutará alguna rutina de operación sólo si el sistema está en running. Las rutinas de operación se ejecutan una vez, luego de la cual se chequea por running nuevamente, si lo está se entra en la rutina de operación y así hasta que el sistema salga del estado de running.

Este loop puede ser interrumpido por tres operaciones que pueden cambiar el estado del equipo y por lo tanto detener la ejecución de una operación. Las interrupciones son las siguientes:

-Interrupción de teclado : ésta se produce cada vez que se oprime una tecla. Los únicos comandos que pueden alterar la ejecución de una operación son los de RUN y PAUSA.

-Interrupción de estrella : esta interrupción está habilitada sólo cuando se está ejecutando una operación con paseo. Al producirse esta interrupción el contador 1 del timer cambia de frecuencia para producir la inversión del movimiento. Para solucionar el inconveniente de la oscilación en la señal de detección de la estrella sobre la ranura simplemente, la rutina de atención de interrupción de estrella espera por 400 mseg y luego chequea si la señal de detección está en alto, o sea si la estrella se encuentra sobre la ranura. Si está en alto no se da curso a la petición de atención de lo contrario se ejecuta la rutina de cambio de sentido de paseo. Este método da buenos resultados y el umbral de detección se hace abrupto. Para una sensibilidad de 10 pulsos por segundo se logra una inversión de paseo precisamente a 10 pulsos/seg.

-Interrupción del contador 2 del timer: esta interrupción se realiza cada 100 mseg y es usada como base de tiempo de la rutina de cronómetro. Esta interrupción está habilitada sólo cuando se ejecuta una operación. La rutina de atención de esta interrupción actualiza el tiempo y cada segundo lee el contador de pulsos para actualizar las cuentas acumuladas y el número de cuentas por segundo.

### **Estado actual del trabajo**

A la fecha (Octubre de 1987) el equipo se encuentra totalmente armado, pero falta terminar algunas rutinas del software correspondientes a comandos de adquisición de datos, las rutinas que realizan las operaciones se encuentran concluidas y probadas.

## DIGITALIZADOR AUTOMATICO DE PLACAS

### AUTHOMATIC DIGITAL PLATE SCANNER

P.G. Recabarren<sup>1,2</sup>, J.H. Calderón<sup>1,3</sup>, G.A. Giovanola<sup>1,3</sup>  
A. Argañarás<sup>3</sup> y M.V. Alonso<sup>1,2</sup>

1 OAC

2 CONICOR

3 CONICET

**RESUMEN:** Se ha modernizado un Microdensitómetro Hilger-Watts, cambiando su electrónica originalmente valvular por circuitos de estado sólido; se han modificado también sus partes mecánicas para convertirlo en un digitalizador con capacidad de exploración bidimensional automática. La información es digitalizada en 8 bits de resolución y almacenada en disco magnético. El equipo es controlado por una computadora Apple II Plus. Se dan las características técnicas y se muestran algunos resultados obtenidos.

**ABSTRACT:** An old Hilger-Watts Scanning Microdensitometer was modernized, having changed its thermoionic electronics by solid state circuits and modifying its mechanical parts. The microdensitometer has now the possibility of automatic bidimensional scan. Data are digitized in 8 bits of resolution and stored in floppy disk. The system is controlled with an Apple II Plus computer. We describe the technical aspects and we show some results.

En el estado actual del desarrollo se han logrado las siguientes especificaciones:

**Características Técnicas:**

Area de exploración	: 200 x 140 mm (max.)
Spot máximo	: 400 x 400 micrones
Spot mínimo	: 6 x 6 micrones
Velocidad de posicionado	: 80 mm / min.
Velocidad de exploración	: 5 mm / min (resol. 6 $\mu$ m) 42 mm / min (resol. 400 $\mu$ m)
Velocidad de Adquisición	: 20 Kb / h
Paso de Exploración	: 6 micrones (min.)
Resolución digital	: 8 bits (256 +/- 1 niveles)
Controles	: Ganancia, Nivel de referencia, Ganancia de ruido de referencia, Intensidad de iluminación y Sensibilidad.
Trayectoria de barrido	: Programable por el usuario.

**Características eléctricas**

Alimentación	: 220 V - 50 Hz
Sensores	: Fototransistores MRD 300/310 Motorola.
Respuesta espectr. max.	: 800 nm.
Umbral luminoso	: 0.5 Lux.
Motores	: Por pasos (Czerweny 25C45A)
Relación señal/ruido	: 53 db.
Rango dinámico	: 9 V.
Ganancia de amplificación	: 1 a 10 veces en tensión.
Amplificación	: Diferencial, de bajo ruido.

Características de software:

Rutinas de exploración y auxiliares:

Applesoft BASIC y Assembler 6502.

Rutinas de control de maniobras y adquisición:

Assembler 6502.

Las figuras muestran algunos de los resultados obtenidos.

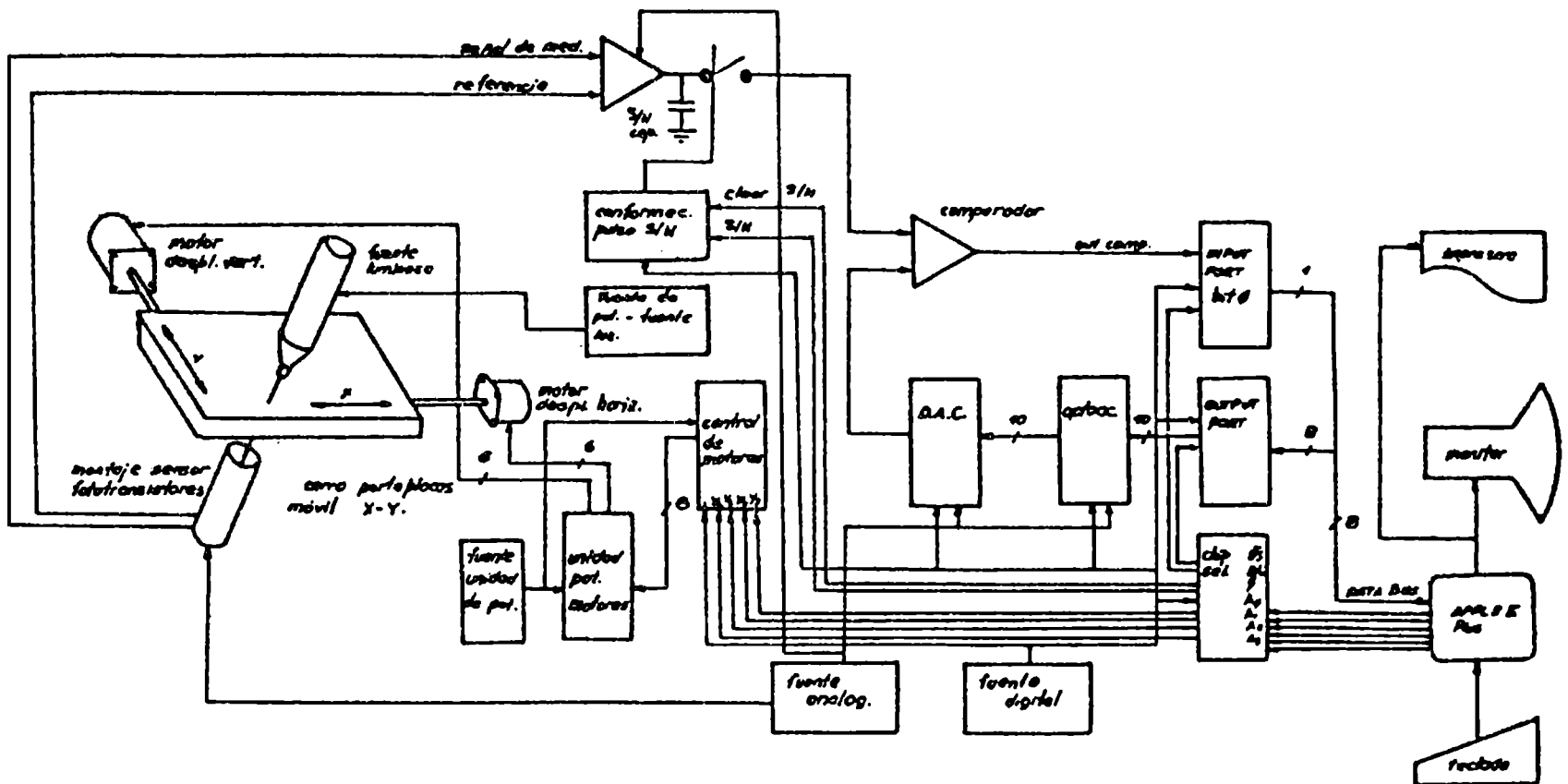


Figura 1: Diagrama esquemático del sistema de adquisición de datos.

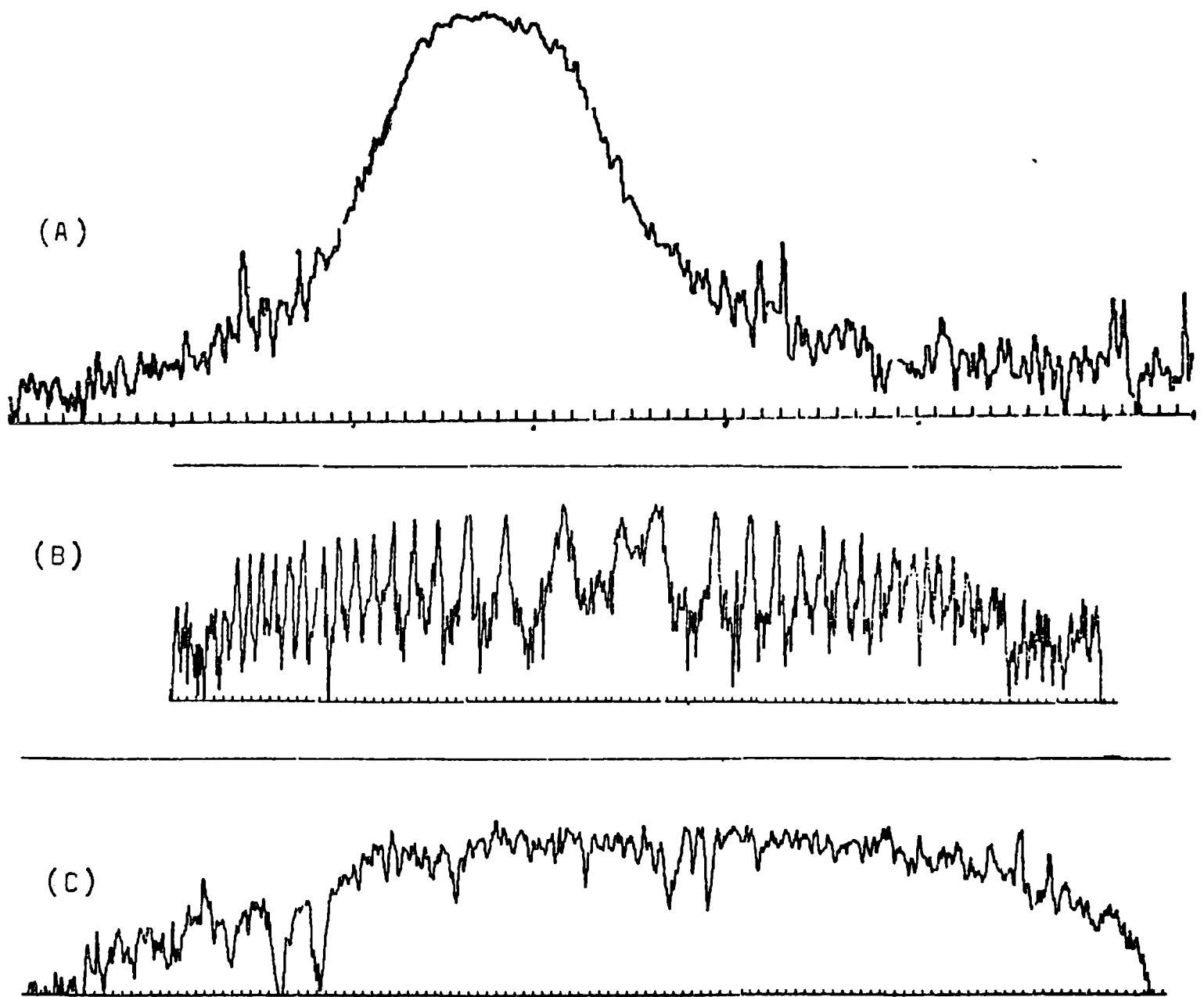


Figura 2: (A) Perfil densitométrico de NGC1549, analizado con una resolución espacial de 24 micras. (B) Interferograma. (C) Espectro estelar.

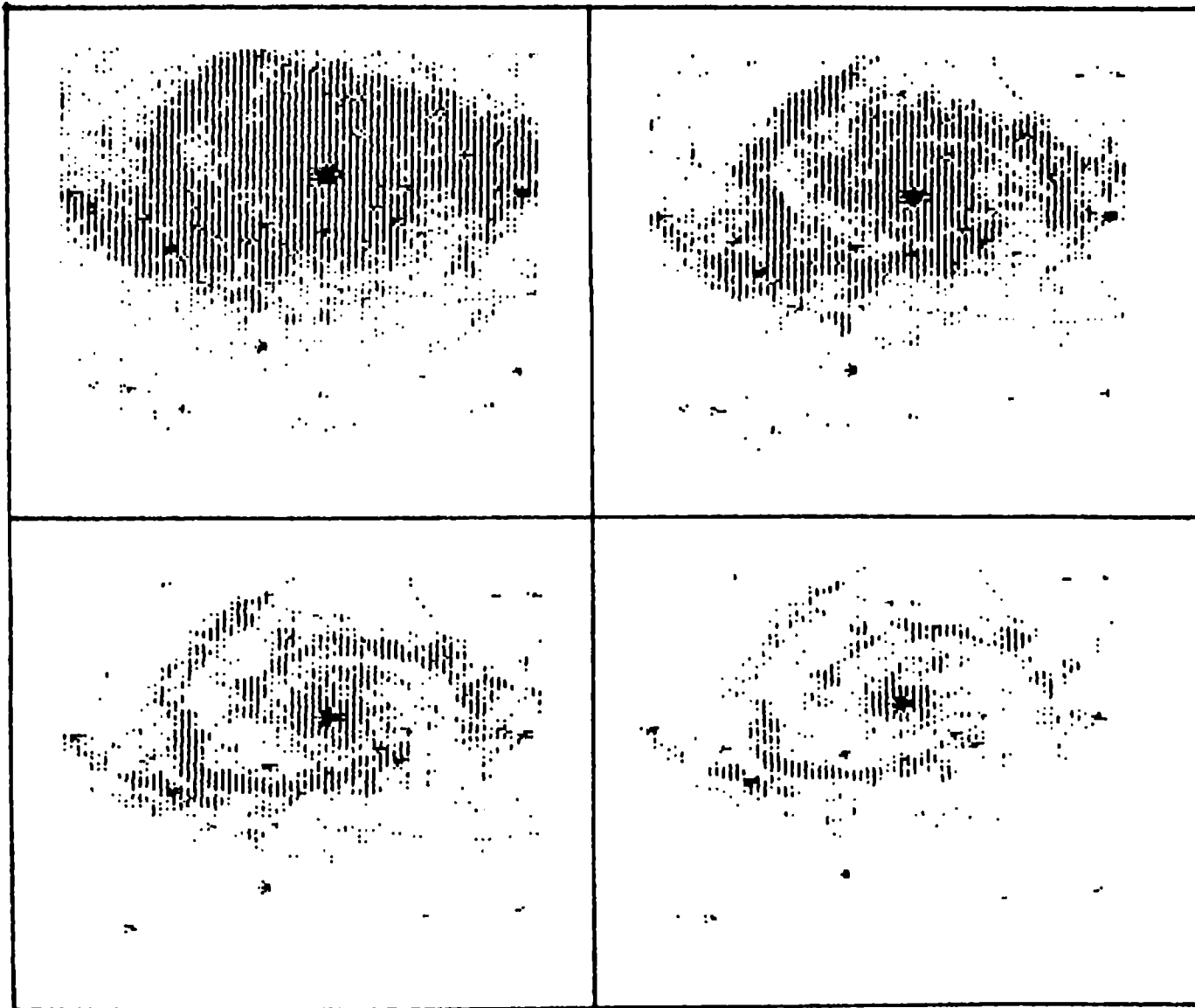


Figura 3: Imagenes digitalizadas de NGC 2997, mostrando "cortes" a distintos niveles de Densidad.



## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen a las instituciones patrocinantes, arriba mencionadas, el apoyo brindado para la concreción de este trabajo.

## IDEAS MODERNAS EN LA REDUCCION DE DATOS

### MODERN IDEAS IN DATA REDUCTION

R. L. Branham, Jr.

Centro Regional de Investigaciones Científicas y  
Tecnológicas, Mendoza

RESUMEN: La reducción de datos es una tarea importante en la astronomía. El método más usado es el de mínimos cuadrados clásicos. Sin embargo, desde el punto de vista matemático el criterio de mínimos cuadrados es solamente uno entre una infinidad de criterios para minimizar la p-norma del vector de residuos. Dadas algunas hipótesis, se puede demostrar que la solución obtenida por mínimos cuadrados es la mejor. Se presentan otras técnicas para reducir datos. Obtener una solución usando el criterio de mínimos cuadrados pero sin formar ecuaciones normales puede ser útil cuando la matriz de las ecuaciones de condición es mal condicionada; se usan transformaciones ortogonales (Givens, Householder) para reducir el sistema lineal a un sistema triangular superior. Mínimos cuadrados iterativamente reponderados logran robustez con el criterio de mínimos cuadrados. El método  $L_1$  usa otro criterio para obtener la solución, un criterio más robusto que el de mínimos cuadrados. Una comparación de una solución dada por mínimos cuadrados y una solución  $L_1$ , y sus respectivos errores, da una mejor idea de los verdaderos errores presentes que cualquier procedimiento que usa un solo criterio.

ABSTRACT: Data resolution is an important task in astronomy, one that is generally undertaken using the method of least squares. But mathematically the least squares criterion is only one of an infinite number of ways to minimize the  $p$ -th norm of the vector of residuals. Nevertheless, given certain assumptions one can show that the least squares solution is the best. Various alternative techniques for reducing data are presented. For a badly conditioned system a least squares reduction by orthogonal triangularization (Givens, Householder) may be useful. Iteratively reweighted least squares is a robust least squares procedure. The  $L_1$  method is a robust, non-least squares procedure for solving an overdetermined system. A comparison of a least squares and an  $L_1$  solution, with their respective errors, should give a good idea of the real errors present in the system.

## I. INTRODUCCION

En todas las ciencias hay que reducir datos, pero en la astronomía esta tarea ha sido, tal vez, más importante que en otras ciencias. La astronomía fue la primera de las ciencias físicas que tenía que encarar el problema de analizar datos relativamente exactos. Observaciones pre-telescópicas de posiciones de planetas tenían una precisión de tres partes en diez mil. Con el invento del telescopio la precisión saltó a varias partes en un millón. Además, a menudo los parámetros de interés tienen que estimarse usando observaciones hechas sobre un arco limitado de la órbita del planeta y de un arco limitado de la órbita de la Tierra. Las ecuaciones, entonces, son mal condicionadas y hay que usar

muchos decimales en los cálculos. Kepler, en la discusión de las observaciones de Marte en su obra *Astronomía Nova* (1609) escribe, "... si Ud., querido lector, está aburrido con estos cálculos engorrosos, tenga lástima de mí, quien tuve que repetirlos por lo menos setenta veces, perdiendo mucho tiempo." Y debemos agregar que Kepler hacía los cálculos con números de siete, ocho y nueve decimales con pluma y papel.

El problema básico de la reducción de datos es: tenemos un modelo matemático del proceso físico de interés; obtenemos una serie de observaciones para poder comparar las predicciones del modelo con lo observado; queremos estimar los parámetros del modelo y su precisión.

Asumiendo un modelo lineal, algo no esencial pero conveniente porque a menudo el proceso físico puede representarse por un modelo lineal o un modelo no-lineal que se reduce a uno lineal por valores pequeños de los parámetros, tenemos:

$$\underset{\sim}{A} \cdot \underset{\sim}{X} = \underset{\sim}{d} \quad (1)$$

donde  $\underset{\sim}{A}$ , de tamaño  $m \times n$  con  $m \geq n$ , viene del modelo matemático y se llama la matriz de las ecuaciones de condición,  $\underset{\sim}{d}$  es un  $m$ -vector de las observaciones y  $\underset{\sim}{X}$  es un  $n$ -vector de los parámetros que queremos estimar.

Para resolver (1), si  $m = n$ , tenemos una solución única (por supuesto, si  $\det(\underset{\sim}{A}) \neq 0$ ). si  $m > n$  y las ecuaciones son compatibles podríamos escoger cualquier  $n$  de ellos y también obtener una solución única. Pero los datos experimentales no son perfectos y las ecuaciones son incompatibles. No hay un solo vector  $\underset{\sim}{X}$  que pueda satisfacer todas las ecuaciones. Un vector  $\underset{\sim}{X}$  dado resulta en residuos,

$$\underset{\sim}{r} = \underset{\sim}{A} \cdot \underset{\sim}{X} - \underset{\sim}{d} \quad (2)$$

Queremos que el vector  $\tilde{x}$  a determinar de un vector  $\tilde{r}$  de residuos que sea, en algún sentido, pequeño.

Los métodos para resolver (1) en presencia de errores experimentales derivan del principio general

$$\|\tilde{r}\|_p = \|A \cdot \tilde{x} - d\|_p = \min. \quad (3)$$

o sea, minimizar la p-norma del vector  $\tilde{r}$ . La definición de la p-norma es:

$$\|\tilde{r}\|_p = \left( \sum_{i=1}^m |r_i|^p \right)^{1/p}. \quad (4)$$

Es la condición (3) que permite obtener una solución  $\tilde{x}$ . Por supuesto, el vector  $\tilde{x}$  depende del parámetro p. Aunque p puede variar de  $-\infty$  a  $\infty$  hay solamente tres valores que se usan frecuentemente: p = 1, minimiza la suma de los valores absolutos de los residuos y la solución a la ecuación (1) se llama una solución  $L_1$ ; p = 2, minimiza la suma de los cuadrados de los residuos, el famoso método de mínimos cuadrados; p =  $\infty$ , minimiza el residuo más grande en valor absoluto y la solución se llama una solución min-max o Chebyshev.

## II. MINIMOS CUADRADOS CLASICOS

No cabe duda que de los tres criterios para resolver (1) el de mínimos cuadrados es el más popular. Porque? Probablemente la razón más importante haya sido que con mínimos cuadrados podemos reducir una matriz de tamaño m x n a una de n x n y la matriz de tamaño n x n, llamada la matriz de las ecuaciones normales, conserva la propiedad de linealidad. Minimizando

$$\sum_{i=1}^m |r_i|^p,$$

va a minimizar la norma  $\| \tilde{r} \|_p$ . Derivando esta expresión obtenemos:

$$\frac{\partial (\sum |r_i|^p)}{\partial x_j} = p \sum_i |r_i|^{p-1} a_{ij} x_j - d_i |r_i|^{p-1} a_{ij} = 0 \quad (5)$$

Si elegimos cualquier valor salvo  $p = 2$ , la ecuación (5) no se reduce a un sistema lineal sino a un sistema no-lineal de bastante complejidad. Tal vez no sea tan obvio que (5) se reduce a un sistema de tamaño  $n \times n$ . Usando notación matricial tenemos del criterio:

$$\| \tilde{r} \|_2 = \min \rightarrow \tilde{r}^T \cdot \tilde{r} = \min \rightarrow d\tilde{r}^T \cdot \tilde{r} = 0. \quad (6)$$

De (2):

$$\tilde{A} \cdot \tilde{x} = \tilde{d} + \tilde{r} \rightarrow \tilde{A} \cdot d\tilde{x} = d\tilde{r}, \quad (7)$$

porque  $\tilde{A}$  y  $\tilde{d}$  son constantes. Entonces juntando (2), (6) y (7) obtenemos:

$$\begin{aligned} (\tilde{A} \cdot d\tilde{x})^T \cdot \tilde{r} &= d\tilde{x}^T \cdot \tilde{A}^T \cdot (\tilde{A} \cdot \tilde{x} - \tilde{d}) = 0 \\ \rightarrow d\tilde{x}^T \cdot (\tilde{A}^T \cdot \tilde{A} \cdot \tilde{x} - \tilde{A}^T \cdot \tilde{d}) &= 0 \\ \rightarrow \tilde{A}^T \cdot \tilde{A} \cdot \tilde{x} &= \tilde{A}^T \cdot \tilde{d} \quad (8) \end{aligned}$$

$\tilde{A}$  es de tamaño  $m \times n$ ,  $\tilde{A}^T$  de tamaño  $n \times m$  y, entonces,  $\tilde{A}^T \cdot \tilde{A}$  es de tamaño  $n \times n$ . También  $\tilde{A}^T \cdot \tilde{d}$  es de tamaño  $n$ . Además,

la matriz  $\underset{\sim}{A}^T$ .  $\underset{\sim}{A}$  es simétrica. Usando una computadora tenemos que reservar espacio en un arreglo de tamaño solamente  $n(n+1)/2$  y no de tamaño  $m \times n$ , un ahorro significativo si  $m \gg n$ . Debido a la simetría de  $\underset{\sim}{A}^T \cdot \underset{\sim}{A}$  y otra propiedad, que no vamos a demostrar, la de definida positiva, se puede resolver el sistema

$$\underset{\sim}{A}^T \cdot \underset{\sim}{A} \cdot \underset{\sim}{X} = \underset{\sim}{B} \cdot \underset{\sim}{X} = \underset{\sim}{A}^T \cdot \underset{\sim}{d} = \underset{\sim}{b} \quad (9)$$

con la descomposición de Cholesky con la mitad de la labor de métodos más generales como eliminación de Gauss. Con la descomposición de Cholevsky podemos factorizar  $\underset{\sim}{B}$  como

$$\underset{\sim}{B} = \underset{\sim}{S}^T \cdot \underset{\sim}{S} \quad (10)$$

donde  $\underset{\sim}{S}$  es triangular superior. La solución de (9) se obtiene en dos etapas:

$$\underset{\sim}{S}^T \cdot \underset{\sim}{y} = \underset{\sim}{b} \quad (11)$$

$$\underset{\sim}{S} \cdot \underset{\sim}{X} = \underset{\sim}{y}$$

Puesto que  $\underset{\sim}{S}$  es triangular la solución de ambas ecuaciones es fácil.

Teniendo la matriz  $\underset{\sim}{B}$  se puede demostrar que su inversa  $\underset{\sim}{B}^{-1}$  es la matriz de varianza-covarianza de la solución  $\underset{\sim}{X}$  (Toranzos, 1962). Además  $\underset{\sim}{B}^{-1}$  se convierte fácilmente a la matriz de correlación, la cual indica las correlaciones entre las componentes de  $\underset{\sim}{X}$ .

Pero, si bien el criterio de mínimos cuadrados resulta en ecuaciones con características agradables, es conveniencia de uso el único factor en favor de este criterio?

No, el método de Tobias Mayer (Whittaker and Robinson, 1967) también resultó en un sistema de tamaño  $n \times n$ , aunque la matriz no era simétrica, pero hoy en día es de interés histórico solamente. Desde el tiempo de Gauss, quien admitió francamente en su obra Teoría Motus (1809) que adoptó mínimos cuadrados por su fácil uso, han habido intentos, uno del mismo Gauss, de demostrar que el criterio de mínimos cuadrados es, en algún sentido, más fundamental que otros criterios.

El teorema de Gauss-Markov dice que, entre la clase de estimadores lineales y no sesgados, la estimación dada por mínimos cuadrados tiene la varianza mínima. En otras palabras el error promedio de peso unidad,  $\sigma^2(1)$ , con

$$\sigma^2(1) = r^T \cdot r / (m - n) \quad (12)$$

$m$  es el número de ecuaciones de condición y  $n$  la cantidad de incógnitas-- será menos usando mínimos cuadrados que uno de los otros criterios. Pero es importante darse cuenta de las restricciones: estimadores lineales y no sesgados. Es difícil pensar en una situación cuando uno desearía un estimador sesgado, pero a veces estimadores no-lineales son preferibles. Como ejemplo sencillo, la mediana, un estimador no-lineal, da un mejor promedio de una serie de números si hay algunos números discordantes que la media, un estimador lineal. Por eso es esencial en el uso de mínimos cuadrados eliminar datos discordantes. En terminología moderna, el criterio de mínimos cuadrados no es robusto. Un criterio o método es robusto si los datos discordantes influyen poco en la solución.

Si suponemos que los errores de los datos siguen



la distribución normal el método de máxima verosimilitud, explicado en libros de estadística como Toranzos (1962), coincide con mínimos cuadrados. Pero, los errores verdaderamente siguen la distribución normal? Acerca de esto ha habido mucha discusión. Las respuestas cubren una gama amplia desde lo expuesto por Smart (1958) que, en su mayoría, los errores siguen la ley normal hasta las opiniones de los adherentes de estimación robusta, los cuales evitan en lo posible la hipótesis de normalidad.

Mi opinión personal es que muchas veces los errores siguen la ley normal, pero no hay que ir muy lejos para encontrar datos cuya distribución de error es bastante anormal. Como ejemplo la Figura 1 exhibe la distribución de error de observaciones de cinco planetas pequeños (Branham, 1986). Esta distribución es más alta y angosta que la distribución normal, pero las alas tienden a cero, si van a cero, más lentamente que las alas de la distribución normal.

Para poder estimar los errores en la solución  $\tilde{x}$  hay que hacer otras suposiciones. Asumimos que todos los errores experimentales están concentrados en el vector  $\tilde{d}$ . Se considera que  $\tilde{A}$  no tiene error. (Si  $\tilde{A}$  también contiene error el problema se llama mínimos cuadrados totales y a veces no tiene solución. Hay una discusión en Golub y van Loan (1980)). Se puede interpretar la matriz inversa de las ecuaciones normales,  $B^{-1}$ , como la matriz de varianza-covarianza únicamente si asumimos que: los errores en  $\tilde{d}$  son independientes; y los errores en  $\tilde{d}$  no varían con el tiempo.

Resumiendo las hipótesis podemos aseverar que la solución dada por el criterio de mínimos cuadrados es la mejor si:

- 1) Nos restringimos a estimadores lineales y no-sesgados;

- 2) Todos los errores experimentales son concentrados en  $\tilde{d}$ ;
- 3) La distribución de error es normal;
- 4) Los errores de  $\tilde{d}$  son independientes;
- 5) Los errores de  $\tilde{d}$  no varían con el tiempo.

Si hay una violación de al menos una de estas hipótesis no hay razón para atribuir algo más fundamental al criterio de mínimos cuadrados que a uno de los otros criterios. Se podría emplear el método por su conveniencia, en caso de una violación de las hipótesis pero se tendría que reconocer que otro criterio tal vez de una solución que, en algún sentido, sea mejor.

### III. MINIMOS CUADRADOS CON TRANSFORMACIONES ORTOGONALES

Hemos aludido a uno de los inconvenientes que existen con el método de mínimos cuadrados: su falta de robustez. Antes de discutir esta falencia, sin embargo, conviene hablar de otro inconveniente, no de mínimos cuadrados en sí, sino del uso de las ecuaciones normales  $\tilde{B}$ .

No es obvio en la discusión de ecuaciones normales en Sec. II, pero éstas sufren de un defecto. La matriz  $\tilde{A}$  de las ecuaciones de condición admite una descomposición en valores singulares (S V D):

$$\tilde{A} = \tilde{U} \cdot \tilde{S} \cdot \tilde{V}^T, \quad (13)$$

donde  $\tilde{U}$  es una matriz ortogonal de dimensión  $m \times m$ ,  $\tilde{V}$  una matriz ortogonal de dimensión  $n \times n$  y  $\tilde{S}$  una matriz  $m \times n$  con su parte superior de tamaño  $n \times n$  una matriz diagonal y la parte inferior de tamaño  $(m-n) \times n$  una matriz nula. Los elementos de  $\tilde{S}$  se llaman los valores singulares.

La razón del valor singular máximo al valor singular mínimo,  $s_{\max}/s_{\min}$ , es el número de condición de  $\tilde{A}$ ,  $\text{COND}(\tilde{A})$ . Esta entidad es importantes porque mide la independencia de las columnas de  $\tilde{A}$ .  $\text{COND}(\tilde{A})$  varía de 1, en caso de columnas perfectamente independientes como en la matriz unidad, hasta en caso de una matriz singular, lo que implica dependencia perfecta de por lo menos dos de las columnas. Si el número de condición es alto con respecto a la precisión de la aritmética que usamos para los cálculos, vamos a perder precisión en ellos. Si  $\text{COND}(\tilde{A})$  es  $N$  vamos a perder hasta  $N$  dígitos en la solución. Por  $\text{COND}(\tilde{A})$  suficientemente alto perderemos tantos dígitos que será imposible calcular una solución.

De (9) y (13) deducimos:

$$\begin{aligned} \tilde{B} &= \tilde{A}^T \cdot \tilde{A} = (\tilde{U} \cdot \tilde{S} \cdot \tilde{V}^T)^T \cdot (\tilde{U} \cdot \tilde{S} \cdot \tilde{V}^T), \\ &= \tilde{V} \cdot \tilde{S}^T \cdot \tilde{U}^T \cdot \tilde{U} \cdot \tilde{S} \cdot \tilde{V}^T = \tilde{V} \cdot \tilde{S}^2 \cdot \tilde{V}^T, \end{aligned} \quad (14)$$

porque  $\tilde{U}$  es ortogonal y por eso  $\tilde{U}^T \cdot \tilde{U} = I$ . La ecuación (14) indica que el número de condición de  $\tilde{B}$  es  $(s_{\max}/s_{\min})^2$ , el cuadrado del número de condición de  $\tilde{A}$ . En otras palabras, cuando formamos las ecuaciones normales aumentamos el número de condición del sistema lineal. En el peor de los casos  $\tilde{A}$  puede ser no singular y  $\tilde{B}$  singular con respecto a la precisión de la aritmética usada. Por ejemplo, si

$$\tilde{A} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \epsilon & 0 \\ 0 & \epsilon \end{pmatrix},$$

donde  $\epsilon$  es comparable con el límite de la precisión de la aritmética,  $6 \cdot 10^{-8}$  en simple-precisión con una computadora VAX-11/780,

$$\tilde{A}^T \cdot \tilde{A} = \begin{pmatrix} 1+\epsilon^2 & 1 \\ 1 & 1+\epsilon^2 \end{pmatrix},$$

la cual es singular en simple-precisión, pero no en doble-precisión.

Se puede, no obstante, obtener una solución en el criterio de mínimos cuadrados sin formar ecuaciones normales. Esto depende del hecho de que una matriz ortogonal posee número de condición unidad y no cambia la norma  $p = 2$  de un vector. Si  $\|r\|_2 = \min$  se ve que:

$$\|Q \cdot r\|_2 = (Q \cdot r)^T \cdot Q \cdot r = r^T \cdot Q^T \cdot Q \cdot r = r^T \cdot r = \|r\|_2.$$

Para el problema

$$\|r\|_2 = \|A \cdot x - d\|_2 = \min$$

si multiplicamos por  $Q$

$$\|Q \cdot (A \cdot x - d)\|_2 = \min,$$

también lograremos el mismo mínimo.

Se elige  $Q$  de tal manera que  $Q \cdot A = S$ , donde  $S$  es la misma matriz triangular superior que habríamos tenido si

hubiéramos formado ecuaciones normales y hecho una descomposición de Cholesky. Puesto que una multiplicación por una matriz ortogonal no aumentó el número de condición, teóricamente una solución del problema de mínimos cuadrados por matrices ortogonales será superior a una solución que usa ecuaciones normales. Algunas autoridades, como Lawson y Hanson (1974), dicen que se puede hacer una solución en simple-precisión con matrices ortogonales cuando las ecuaciones normales requerirán doble-precisión porque aquellos tienen el cuadrado del número de condición, pero esta aseveración es demasiado simplista.

Hay dos matrices ortogonales que se usan a menudo con problemas de mínimos cuadrados: la matriz de rotación de Givens y la matriz de reflexión de Householder. La matriz  $Q$  se forma por multiplicación de una serie de matrices de Givens o Householder.

La matriz de Givens se define como:

$$\underset{\sim}{G} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (15)$$

y se calcula  $\theta$  para aniquilar un elemento de la matriz  $\underset{\sim}{A}$ . En el caso de un 2-vector hacemos

$$\underset{\sim}{G} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C & S \\ -S & C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{x_1^2 + x_2^2} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

con

$$C = x_1/r, \quad S = x_2/r, \quad r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}, \quad C^2 + S^2 = 1.$$

Es más eficiente computacionalmente emplear la ecuación (16) en lugar de (15) para evitar llamadas a funciones trigonométricas; la raíz cuadrada involucra menos operaciones aritméticas que el cálculo de un seno o coseno.

Cómo se aplica la matriz Givens a la matriz  $A$ ? La matriz Givens sería una matriz unidad de tamaño  $m \times m$  modificada, si queremos aniquilar el elemento  $A_{ij}$  y modificar el elemento  $A_{kj}$ , con las C's en posiciones  $i,i$  y  $k,k$  y las S's en posiciones  $i,k$  y  $k,i$ . Pero en la práctica sería extremadamente ineficiente usar matrices de tamaño  $m \times m$  y algoritmos prácticos no forman explícitamente la matriz  $G$ . Para reducir la matriz  $A$  de tamaño  $m \times n$  a triangular superior hay que aplicar la transformación  $mn - n(n+1)/2$  veces:

Dado el sistema lineal

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \\ 2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \\ 4 \\ 8 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

la primera matriz de Givens para aniquilar el elemento 2 sería

$$G = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\sqrt{5} & 2/\sqrt{5} \\ 0 & -2/\sqrt{5} & 1/\sqrt{5} \end{pmatrix},$$

y después de su aplicación el sistema es

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ \sqrt{5} & 3/\sqrt{5} \\ 0 & -1/\sqrt{5} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 \\ 20/\sqrt{5} \\ 0 \end{pmatrix}$$

La matriz de Householder es una matriz ortogonal y simétrica que aniquila todos los elementos de un vector salvo el primero,

$$\underset{\sim}{H} \cdot \underset{\sim}{X} = k \underset{\sim}{e}_1, \quad (18)$$

donde  $\underset{\sim}{e}_1^T = (1 \ 0 \ \dots \ 0)$  y  $k = (x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2)^{1/2}$ . Householder demostró que una matriz satisfaciendo (17) es:

$$\underset{\sim}{H} = \underset{\sim}{I} - 2 \underset{\sim}{w} \cdot \underset{\sim}{w}^T, \quad (19)$$

donde  $\underset{\sim}{w}$  es un vector unitario,  $\underset{\sim}{w}^T \cdot \underset{\sim}{w} = 1$ . Los detalles de como se determina  $\underset{\sim}{w}$  se encuentran en el libro de Lawson y Hanson (1974), el cual es también la mejor referencia para la transformación de Givens.

Usando el mismo sistema (17) la matriz de Householder para igualar a cero los elementos de la primera columna salvo el primero es, a cinco decimales,

$$\underset{\sim}{H} = \begin{pmatrix} -0.40825 & -0.40825 & -0.81650 \\ -0.40825 & 0.88165 & -0.23670 \\ -0.81650 & -0.23670 & 0.52660 \end{pmatrix}.$$

Aplicando esta matriz a la primera columna de (17) calculamos

$$H_2 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2.44950 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} .$$

Resulta que, como en el caso de matrices de Givens, algoritmos eficientes no calculan explícitamente matrices de tamaño  $m \times m$  sino trabajan directamente con las columnas de  $A_2$  y usan un vector y un escalar auxiliares.

Si bien transformaciones ortogonales no aumentan el número de condición, no obstante tienen unos inconvenientes propios. Para formar ecuaciones normales se necesitan  $mn^2/2$  operaciones aritméticas y una descomposición de Cholesky requiere  $n^3/6$  operaciones. Pero una reducción de la matriz  $A_2$  a triangular superior usando transformaciones de Householder precisa de  $mn^2 - n^2/3$  operaciones y usando transformaciones de Givens aproximadamente  $2mn^2 - 2n^3/3$ . Si  $m \gg n$ , entonces, las transformaciones ortogonales requieren entre el doble y cuatro veces más labor que ecuaciones normales, lo que implica más gastos económicos y más acumulación estadística de error de redondeo o trunqueo.

Además, Golub y Wilkinson (1966) demostraron que, si  $m > n$ , aunque no formamos explícitamente ecuaciones normales no obstante el número de condición de éstas influye la precisión de la solución.

Como consecuencia se puede inferir que, si  $m > n$  y especialmente si  $m \gg n$ , es incorrecto decir que transformaciones ortogonales requieren simple-precisión y ecuaciones normales doble-precisión. Con ambas, transformaciones ortogonales y ecuaciones normales, hay que usar doble-precisión.

En mi opinión, el uso principal para transformaciones ortogonales es con problemas muy mal condicionados. Si



es imposible obtener más datos para mejorar la condición del sistema, una reducción con matrices de Givens o Householder tal vez tenga éxito cuando una reducción con ecuaciones normales fracase. Pero en la mayoría de los casos las ecuaciones normales deben ser suficientes y computacionalmente menos costosas.

#### IV. MINIMOS CUADRADOS ITERATIVAMENTE REPONDERADOS

El otro inconveniente con mínimos cuadrados es su falta de robustez. Unas pocas observaciones pueden arruinar totalmente una solución. Por eso, con mínimos cuadrados hay que eliminar primeramente estas observaciones discordantes. Por regla general el investigador pone una cota para la discrepancia entre la predicción del modelo y la observación y no se acepta una observación que excede la cota. Después de tener la solución y una  $\sigma(1)$  se puede calcular con más exactitud la cota usando, por ejemplo, el criterio de Pierce (1852) para el rechazo de una observación discordante y se repite el proceso para obtener otra solución.

Pero antes de tener la primera solución el investigador necesita una cota también y ésta viene de su experiencia con el problema. Es algo que él considera razonable, no algo basado en la teoría matemática. Pero, si el investigador no ha tenido experiencia previa, o si el problema es nuevo, qué se puede hacer? En ese caso, se puede recurrir a mínimos cuadrados iterativamente reponderados o al método  $L_1$ , discutido en Sec. V. Ambos métodos son robustos; las observaciones discordantes influyen poco la solución.

Mínimos cuadrados iterativamente reponderados (Coleman et al., 1980) son mínimos cuadrados aplicados a datos cuyos residuos han sido ponderados para lograr robustez.

Para empezar el proceso necesitamos una solución preliminar, la cual puede ser una solución dada por todos los datos sin preocuparnos de los discordantes. Pero en lugar de minimizar  $\tilde{r}^T \cdot \tilde{r}$  minimizamos  $(\tilde{w}^{1/2} \cdot \tilde{r})^T \cdot (\tilde{w}^{1/2} \cdot \tilde{r})$ , donde  $\tilde{w}$  es una matriz diagonal de las ponderaciones. Usamos el mecanismo del método de mínimos cuadrados --ecuaciones normales o transformaciones ortogonales-- con  $\tilde{w}^{1/2}$ . Al reemplazando  $\tilde{A}$  y  $\tilde{w}^{1/2} \cdot \tilde{d}$  reemplazando  $\tilde{d}$  e iteramos hasta que el gradiente  $(\tilde{w}^{1/2} \cdot \tilde{A})^T \cdot (\tilde{w}^{1/2} \cdot \tilde{r})$  sea pequeño.

Las ponderaciones a usar dependen del problema, pero mi experiencia, con 21.365 observaciones de los planetas pequeños 6-9 y 15, ha sido que las ponderaciones en la Tabla I son buenas (Branham, 1986).

TABLA I

PONDERACIONES

Nombre	Ponderación	Rango
Andrews	$\sin(r/1.339)/(r/1.339)$	$ r  < 4.207$
	0	$ r  > 4.207$
Biweight	$\{1 - (r/4.685)^2\}^2$	$ r  < 4.685$
	0	$ r  > 4.685$
Talwar	1	$ r  < 2.795$
	0	$ r  > 2.795$

\*  $r$  = residuo escalado por la mediana de los desvíos absolutos de residuos no nulos.

En general mínimos cuadrados iterativamente reponderados necesitan más tiempo de computadora, aproximadamente tres veces más según mi experiencia, que mínimos cuadrados no iterativamente reponderados. Si este precio computacional es alto, por lo menos la ventaja de automatizar el proceso de eliminar datos discordantes, en lugar de usar sentimientos subjetivos para la cota inicial, tal vez haga que mínimos cuadrados iterativamente reponderados sean el método preferible en algunas situaciones.

#### V. EL METODO $L_1$

En la Sec. I comenté que hay una infinidad de maneras de minimizar la norma de  $r$ , pero en la práctica casi siempre se usa  $p = 1$ ,  $p = 2$ , o  $p = \infty$ . En la Sec. II se demuestra que el método de mínimos cuadrados da la mejor solución únicamente si se satisfacen una serie de hipótesis. La Figura 1 indica una situación cuando se viola la hipótesis de la distribución normal de los errores de observación. Con esta distribución no se puede aseverar que la solución, la cual fue obtenida por el criterio de mínimos cuadrados, que se usa para calcular los residuos, es necesariamente mejor que una solución dada por uno de los otros criterios.

Entre los criterios min-max ( $p = \infty$ ) y  $L_1$  ( $p = 1$ ) se puede descartar el criterio min-max para el análisis de datos experimentales. Este minimiza el residuo más grande en valor absoluto, el cual siendo discordante o casi discordante, tendrá una ponderación extremadamente alta en la solución. En otras palabras, el criterio min-max no es robusto. Cuando se aplica el mismo a observaciones los resultados son desastrosos (Branham, 1982).

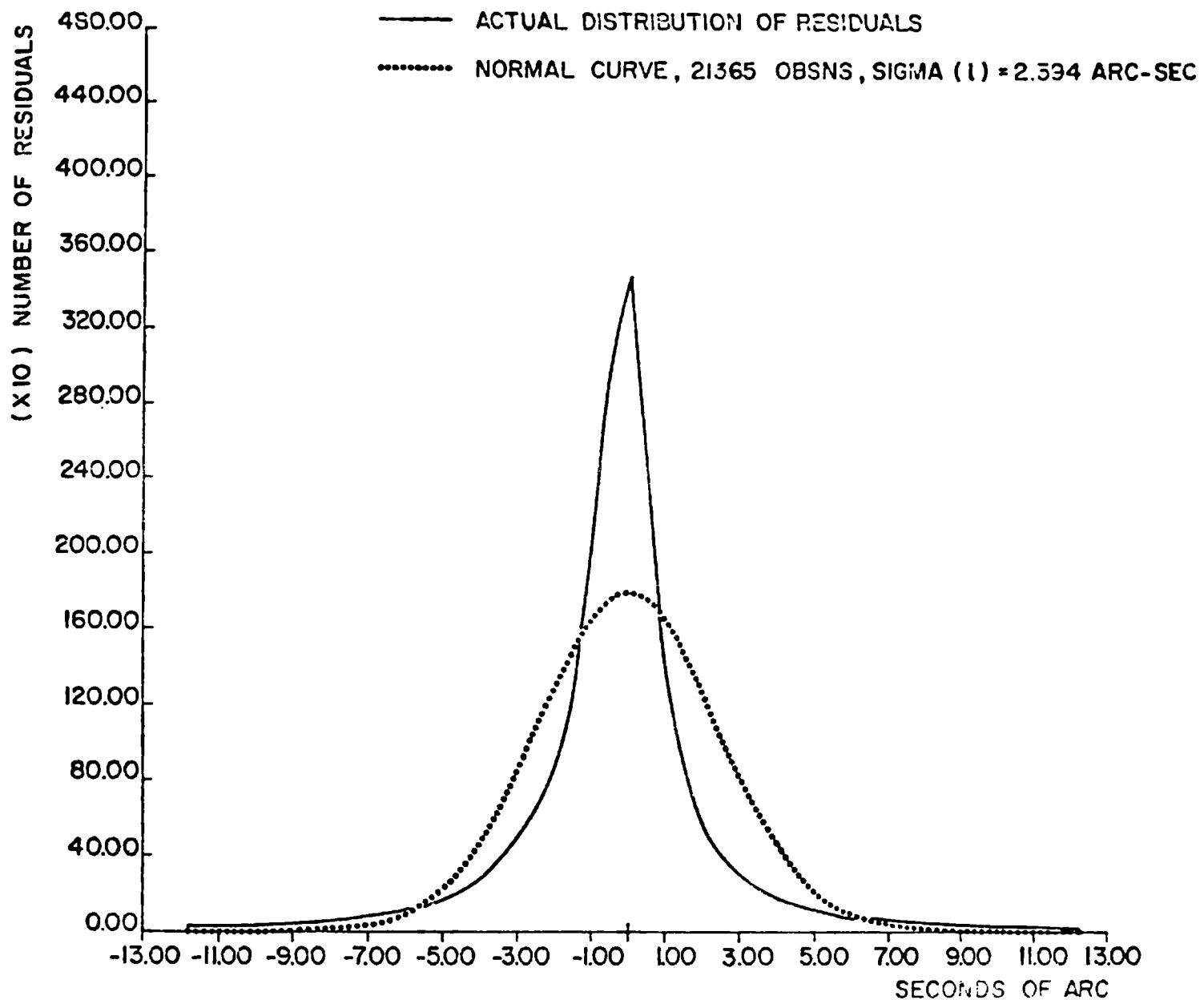


Figura 1

Un uso válido para el criterio min-max es cuando queremos poner una cota al error máximo de una solución. En la aproximación de funciones matemáticas por polinomios, por ejemplo, se usa casi exclusivamente el criterio min-max (Fike, 1967) porque no queremos que la diferencia entre el polinomio y la función exceda una cota dada. En este caso, el criterio de mínimos cuadrados sería peor porque no garantiza que un residuo aislado no pueda ser relativamente grande.

El criterio  $L_1$ , en cambio, es decididamente robusto. Este criterio corresponde a una ley de distribución de error:

$$f(r) = 1/2 h e^{-h|r|} \quad , \quad (20)$$

donde  $r$  es el residuo y  $h$  el módulo de precisión. La ecuación (20) va a cero mucho más lentamente que la ley normal y, por eso, un residuo grande que el criterio de mínimos cuadrados consideraría poco probable y entraría con mucha ponderación en la solución, es considerado por el criterio  $L_1$  normal o casi normal e influye poco la solución.

Cómo se logra una solución  $L_1$  ,

$$\| \underset{\sim}{A} \cdot \underset{\sim}{X} - \underset{\sim}{d} \|_1 = \min. ? \quad (21)$$

Desgraciadamente, no se puede comprimir un sistema de tamaño  $m \times n$  a uno de  $n \times n$  como en el método de mínimos cuadrados. Y no hay matrices como matrices ortogonales para conservar la norma  $L_1$  y reducir el sistema a uno que permita una fácil solución.

La manera más fácil de obtener una solución  $L_1$  se basa en el hecho que la solución  $L_1$  del sistema superdeterminado de  $m$  ecuaciones y  $n$  incógnitas satisface exactamente  $n$  de las ecuaciones. Entonces uno podría calcular todas las soluciones posibles y elegir la solución que minimiza la suma de los valores absolutos de los residuos. Pero esta manera no es práctica por  $m$  y  $n$  grandes. Con  $m = 50$  y  $n = 10$ , un sistema de tamaño modesto, tendríamos que examinar  $10^{10}$  soluciones puesto que hay  $m!/(m-n)! \cdot n!$  posibilidades.

El algoritmo que más se usa hoy en día para una solución  $L_1$  es el de Barrodale y Roberts (1973). Este es una modificación del algoritmo simplex para programación lineal.

Puesto que los detalles técnicos de programación lineal son tan distintos a los de mínimos cuadrados no voy a esbozar ni siquiera los fundamentos básicos de programación lineal. Los interesados en el funcionamiento del algoritmo de Barrodale y Roberts podrían leer algo sobre programación lineal -puedo recomendar la descripción en el libro de Press, Flannery, Teukolsky y Vetterling (1986)- y después estudiar el algoritmo de Barrodale y Roberts.

Hay algunas observaciones acerca del método  $L_1$ . Como ya se mencionó, no hay una manera de comprimir la matriz  $\tilde{A}$ . Si  $m \gg n$  tenemos que trabajar con una matriz grande, lo que es bastante engorroso. Pero, por lo menos hay una compensación. No aumentamos el número de condición de  $\tilde{A}$  como en el método de mínimos cuadrados con ecuaciones normales y, si  $m > n$ , en cierto modo con transformaciones ortogonales también.

El algoritmo de Barrodale y Roberts es por naturaleza iterativo. Puesto que hay una cantidad finita de posibles soluciones el algoritmo tiene que terminar pero para ser práctico la cantidad de iteraciones debe ser mucho menor. En la práctica se ha determinado que las iteraciones terminan con entre  $n$  y  $n + m$  pasos. Pero a veces, no muy frecuentemente afortunadamente, muchas más iteraciones son necesarias.

A veces el algoritmo da soluciones degeneradas, o sea más de una solución da la misma suma de los valores absolutos de los residuos.

Cómo se puede estimar los errores de una solución  $L_1$ ? He desarrollado un procedimiento (Branham, 1987) que estima el error  $\epsilon_i$  de la componente  $i$  de la solución  $\tilde{x}$  mediante la ecuación

$$\varepsilon_i = \text{MAD} \sum_{j=1}^m \left| (A^T \cdot A)^{-1} \cdot A^T_j \right|, \quad (22)$$

donde  $A^T_j$  es la columna  $j$  de  $A^T$  y MAD es el desvío medio absoluto de los residuos, o

$$\text{MAD} = \frac{\sum_{j=1}^m |r_j|}{(m - n)}. \quad (23)$$

Las estimaciones de los errores que salen de (22) son más altas que las dadas por mínimos cuadrados, debido a las alas anchas de la distribución (20) en comparación con la distribución normal. Pero, por regla general, los errores dados por mínimos cuadrados son optimistas. Los errores dados por (22) tal vez sean pesimistas. Entonces, el cálculo de ambos  $L_1$  y mínimos cuadrados errores establece un rango dentro del cual probablemente los verdaderos errores se hallan.

Como ejemplo concreto la solución del sistema:

$$\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 2 \\ 1 & 3 \\ 1 & 4 \\ 1 & 5 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_1 \\ X_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 2 \\ 3 \\ 2 \end{pmatrix}$$

por el método de mínimos cuadrados da:

$$\sigma(1) = 0.632, X_1 = 0.6 \pm 0.663, X_2 = 0.4 \pm 0.200;$$

usando el método  $L_1$  obtenemos

$$\text{MAD} = 0.667, X_1 = 0.5 \pm 1.333, X_2 = 0.5 \pm 0.400.$$

Se puede apreciar que los errores de la solución  $L_1$  son más altos no obstante  $\sigma(1)$  y MAD ser parecidos.

Y la bondad de una solución  $L_1$ ? Mi artículo del año 1986 demuestra que con la distribución de la Figura 1, la solución  $L_1$  es tan buena, o quizás mejor, que la solución por mínimos cuadrados y datos filtrados.

## VI. CONCLUSIONES

El método de mínimos cuadrados clásicos es más conveniente que cualquiera de las alternativas -transformaciones ortogonales, mínimos cuadrados iterativamente reponderados, método  $L_1$ - presentados en este artículo. No obstante esto, el argumento de menor labor computacional, de suma importancia en la era de cálculos con lápiz y papel y todavía válido con una calculadora mecánica, pierde fuerza en la era de la computadora. Esta permite usar métodos computacionalmente más intensivos pero que son, en algunas situaciones, más idóneos que los mínimos cuadrados clásicos. El método  $L_1$ , en particular, permite obtener una solución por otro criterio que no es el de mínimos cuadrados. Una comparación de ambas soluciones,  $L_1$  y mínimos cuadrados, y sus respectivos errores debiera indicar mejor los verdaderos errores. Cada astrónomo que tenga que reducir datos debería incluir entre sus herramientas matemáticas los métodos presentados en este artículo.

## REFERENCIAS

- Barrodale, J. y Roberts, F.D.K. 1973, SIAM J. Num. Anal 10, 839.
- Branham, R.L. Jr. 1982, Astron. J. 87, 928.
- Branham, R.L. Jr. 1986, Q.J. Roy. Astr. Soc. 27, 182.



- Branham, R.L. Jr. 1987, *Celestial Mechanics* (en prensa).
- Coleman, D.; Holland, P.; Kaden, N.; Klema, V. y Peters, S. 1980, *ACM Trans. Math. Software* 6, 327.
- Fike, C.F. 1968, "Computer Evaluation of Mathematical Functions", (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.).
- Gauss, K.F. 1809, "Teoría Motus". Republicado en 1963, "Theory of the Motion of the Heavenly Bodies Moving about the Sun in Conic Sections", (Dover Publ., N.Y.), pg. 269-270.
- Golub, G. y van Loan, C.F. 1980, *SIAM J. Num. Anal.* 17, 883.
- Golub, G. and Wilkinson, J.H. 1966, *Num. Math.* 9, 139.
- Kepler, J. 1609, "Astronomía Nova". En Koestler, A. 1959, "The Sleepwalkers", (Mac Millan, N.Y.), p. 321.
- Lawson, C.L. y Hanson, R.J. 1974, "Solving Least Squares Problems", (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J.), pg. 121-122, Ch. 3, Ch. 10.
- Pierce, B. 1852, *Astron. J.* 2, 161.
- Press, W.H.; Flannery, B.P.; Teukolsky, S.A. y Vetterling, W.T. 1986, "Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing", (Cambridge U. Press, Cambridge), Sec. 10.8.
- Smart, W.M. 1958, "Combination of Observations", (Cambridge U. Press, Cambridge), Sec. 2.20.
- Toranzos, F.J. 1962, "Teoría Estadística y Aplicaciones", (Kapelusz, Buenos Aires), pg. 406-411.
- Whittaker, E. y Robinson, G. 1967, "The Calculus of Observations", (Dover Publ., N.Y.), pg. 258-259.

## OBSERVACIONES DE VELOCIDAD RADIAL EN EL CASLEO

### RADIAL VELOCITY OBSERVATIONS AT CASLEO

C. Hernández<sup>1</sup>, H. Levato<sup>2,4</sup>, S. Malaroda<sup>3,4</sup>, N. Morrell<sup>1,2</sup>,  
B. García<sup>1,2</sup> y E. Balat<sup>1</sup>

1 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, La Plata

2 CONICET

3 CIC

4 CASLEO

RESUMEN: Durante 3 turnos de observación correspondientes al período de prueba (turno cero) del telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), se obtuvieron 167 espectros de estrellas standard de velocidad radial seleccionadas de la lista recomendada por la UAI. Se utilizó la red de 1200 l/mm que produce una dispersión de  $29 \text{ \AA/mm}$  en el azul. Se presentan ajustes preliminares de longitudes de onda en reposo para blends y líneas en dos distintos tipos espectrales.

ABSTRACT: During three runs, we have obtained 167 spectra of radial velocity standards using the 2.15m telescope at CASLEO. The stars were selected from the IAU list (American Ephemeris, 1987). The spectrograms were secured on Kodak II a-0 plates and developed 15 m in Kodak D-76 having

a dispersion of  $29 \text{ \AA}/\text{mm}$  in the blue region. We present here preliminary sets of wavelenghts for lines and blends in two different spectral types.

Se utilizó la red de  $1200 \text{ l}/\text{mm}$ , que produce una dispersión de  $29 \text{ \AA}/\text{mm}$  en el azul. Los espectros fueron ensanchados  $0.87\text{mm}$  y se usó la fuente de comparación de He-A. La densidad de placa fue controlada con el exposímetro del espectrógrafo Boller and Cheavens, el cual funcionó satisfactoriamente. Todas las placas usadas fueron Kodak IIA-0 y se revelaron 15 minutos en D-76.

El material fue reducido en la lectora Grant del Observatorio de La Plata.

Los ajustes preliminares de longitudes de onda en reposo para blends y líneas en distintos rangos espectrales se muestran en las tablas siguientes.

Los resultados aquí presentados son, evidentemente, preliminares y seguiremos obteniendo espectros de estrellas standard a fin de asegurar el sistema de longitudes de onda en reposo para este espectrógrafo, en distintos rangos espectrales.

TABLA I

Estrella	Tipo espectral	Vel.Rad.	n
6 Cet	F6V	+14.7	15
10 Tau	F8V	+27.9	8
$\beta$ Lep	G5III	-13.5	15
HD 80170	K5III-IV	0.0	15
40 Leo	F6IV	+ 6.5	2
16 Vir	K1III	+35.7	3
$\beta$ Cru	G5III	- 7.0	36
5 Ser	F8IV-V	+53.5	4
$\kappa$ Ara	G8III	+17.4	22
$\epsilon$ Sgr	K2III	-20.0	29
$\beta$ Aqr	G0Ib	+ 6.7	5
$\epsilon$ Peg	K2Ib	+ 5.2	15
35 Peg	K0III-IV	+54.3	5

TABLA II

$\beta$ Corvi		$\delta$ Sagitari	
65111		K2111	
VR(Lick) = -7.0		VR(Lick) = -20.0	
Detera.	Ident.	Deter.	Ident.
4005.227	Fe I	4005.267	Fe I
4045.734	Fe I	4030.646	FeI-MnI
4063.615	Fe I	4045.758	Fe I
4071.713	Fe I	4071.713	Fe I
4101.639	H $\delta$ -FeI	4092.518	CaI-FeI
4215.619	SrII-FeI	4134.448	FeI-VI
4226.777	CaI	4215.597	SrII-FeI
4307.945	FeI-CaI-TiI	4226.770	CaI
4340.469	H $\gamma$ -VI	4254.328	CrI
4383.450	FeI	4260.436	FeI
4404.692	FeI-TiI-VI	4307.914	FeI-CaI-TiI
4415.089	FeI-MnI	4404.751	FeI-TiI
		4415.096	FeI-MnI
		4461.770	FeI-TiI-MnI

TABLA III

$\beta$ Corvi		$\delta$ Sagitarii	
Ident.Placa	Vel.Rad. (km/s)	Ident.Placa	Vel.Rad. (km/s)
L34-4	-8.6	L35-4	-25.3
L34-5	-7.5	L35-5	-16.0
L39-2	-6.3	L41-1	-21.5
L39-5	-2.4	L41-2	-18.5
L42-3	-5.5	L41-3	-20.2
L42-4	-6.1	L44-5	-24.3
L43-2	-6.9	L45-1	-19.8
L43-3	-6.0	L45-2	-20.7
L43-5	-7.3	L45-3	-22.1
L47-2	-11.3	L48-2	-21.0
L47-3	-7.7	L48-3	-19.8
L50-3	-4.1	L51-5	-20.7
L50-4	-6.8	L52-2	-17.7
L50-5	-6.0	L57-2	-25.3
L51-2	-9.5	L57-3	-24.2
L55-4	-8.3	L57-4	-23.7
L55-6	-5.3	L61-6	-20.7
L55-8	-4.3	L61-7	-17.4
L59-5	-9.5	L63-6	-20.9
L59-7	-9.8	L63-7	-22.8
L59-9	-3.9	L63-8	-20.1
L60-4	-7.9	L65-1	-22.9
L60-5	-4.9	L65-2	-18.8
L62-2	-8.3	L82-2	-15.8
L62-3	-4.6	L82-3	-18.4
L62-5	-10.9	L82-6	-17.6
L63-1	-6.8	L86-3	-16.9
L83-7	-10.2	L86-4	-17.9
L83-8	-8.6	L86-5	-19.4
L83-9	-9.8		
L84-1	-4.7		

**MICRODENSITOMETRO DIGITAL AUTOMATICO DEL OAC**

**DIGITAL AUTOMATIC MICRODENSITOMETER AT CORDOBA OBSERVATORY**

P. Recabarren<sup>1</sup>, H. Calderón<sup>2</sup>, G. Giovanola<sup>2</sup>, A. Argañaraz<sup>2</sup>  
y M.V. Alonso<sup>1</sup>

1 OAC y CONICOR

2 OAC y CONICET

**RESUMEN:** Presentación del equipo y discusión de aspectos tecnológicos, de montaje y de software empleados. El instrumento emplea un sensor de estado sólido, obteniéndose una medición digitalizada en 256 niveles. La adquisición de datos y el control de posicionamiento del carro portaplacas se realiza mediante un computador APPLE II Plus. Se presentan algunos resultados obtenidos con el instrumento y se discuten sus posibles aplicaciones.

**ABSTRACT:** We present the equipment and we discussed its details and software. The equipment uses a solid state sensor with 256 levels. We used and Apple II Plus computer for the control.

ESPECTROMETRO DIGITAL PARA EL RECEPTOR DE LINEA DEL  
INSTITUTO ARGENTINO DE RADIOASTRONOMIA

DIGITAL SPECTROMETER FOR THE LINE RECEPTOR AT THE ARGENTINE  
INSTITUTE OF RADIOASTRONOMY

E.M. Arnal<sup>1,2</sup>, V. Chedrese<sup>1</sup>, E.M. Filloy<sup>1</sup>, E.E. Hurrell<sup>1</sup>,  
J.J. Larrarte<sup>1</sup> y N.A. Peron<sup>1</sup>.

1 Instituto Argentino de Radioastronomía - CONICET

2 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

RESUMEN: Hace largo tiempo la introducción de técnicas digitales en el sistema de adquisición de datos radioastronómicos, ha demostrado ser de gran utilidad. En la presente comunicación se describe en forma somera, las principales características del autocorrelador de 1008 canales que será puesto en servicio en el IAR en un futuro cercano. Las nuevas posibilidades observacionales que la presencia de tal espectrómetro abrirá a la comunidad científica argentina son esbozadas.

ABSTRACT: Since long ago it is known that the introduction of digital techniques in the acquisition of radioastronomical data is very useful. Here we described the main characteristics of an autocorrelator of 1008 channels which will be in operation at the IAR very soon. We described the new observing possibilities with this instrument.

**MEDICION DE LAS PELICULAS DEL CIRCULO DE DECLINACION  
MEDIANTE EL USO DE UN ARREGLO LINEAL DE FOTSENSORES  
(RETICON) \***

**MEASURE OF THE FILM FROM THE DECLINATION CIRCLE WITH A  
LINEAL ARRAY OF PHOTSENSORS (RETICON)**

G. Carrasco<sup>1</sup>, P. Loyola<sup>1</sup> y N. Haddad<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Chile  
<sup>2</sup> Alumno tesista del Departamento de Electricidad,  
Universidad de Chile. Actualmente en el European Southern  
Observatory.

**RESUMEN:** La medición semi-automática de las películas fotográficas del círculo de declinación está basada en el empleo de un arreglo lineal de 512 fotosensores, RETICON RL 512G. El hardware correspondiente incluye: un conversor análogo-digital, 2 kb de memoria RAM, los circuitos electrónicos de sincronización y la interface necesaria para controlar el sistema con un microcomputador Apple IIe. Posteriormente, la información obtenida se envía a un PC Multitech que procesa los datos y entrega los resultados finales. El tiempo de medición de cada cuadro es de 5 ms, se hacen cuatro lecturas por cada cuadro. El error de una medición es de  $\pm 0.02''$ . El sistema no necesita refrigeración.

(\*) Trabajo financiado con el Proyecto No. 1269/86 del Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico, FONDECYT.

**ABSTRACT:** The semi-automatic measure of the photographic film from the declination circle, is based in the use of a lineal array of 512 photosensors, RETICON RL 512G. The corresponding hardware includes: analog-digital conversor, a memory of 2 kb RAM, the electronic sinchronization and the necessary interface to control the system with a micro-computer Apple IIe. Lately, the information obtained, is sent to a PC Multitech, which process the data and gives the final results. Four reading, lasting 20 ms in total, are made for each picture; the error of a measure is  $\pm 0.02''$ . The system does not need refrigeration.

## I. INTRODUCCION

En enero de 1979 se comenzaron, en el Círculo Meridiano Repsold del Observatorio Astronómico Nacional de Cerro Calán, las observaciones diferenciales, en ambas coordenadas, de 651 estrellas del Catálogo de Estrellas Débiles Fundamentales (FKSZ) y 1.217 estrellas del Catálogo FK4 en la zona comprendida entre  $+40^{\circ}$  y  $-90^{\circ}$  de declinación. En el programa de observación se incluyeron 31 radiofuentes recomendadas por la Comisión 24 de la UAI. Posteriormente, en 1983 se comenzaron las observaciones de los planetas Marte, Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno y los pequeños planetas Ceres, Pallas, Juno y Vesta.

Las observaciones de las estrellas del FKSZ se terminaron a fines del año 1986 y durante 1987 se han continuado las observaciones de las radiofuentes y de los miembros del Sistema Solar.

Hasta el presente se han realizado más de 35.000 observaciones individuales de los programas mencionados anteriormente. La compilación de las reducciones de las observaciones en ascensión recta está en proceso de finalización,



no así las reducciones de las observaciones en declinación, cuyo principal problema es la medición de aproximadamente 140.000 fotografías del círculo de declinación.

En 1986 se comenzó el diseño de una máquina semi-automática, de arrastre manual, destinada a la medición de las películas fotográficas del círculo de declinación. Está basada en un arreglo lineal de 512 fotosensores, Reticon RL 512G (Carrasco et al., 1987).

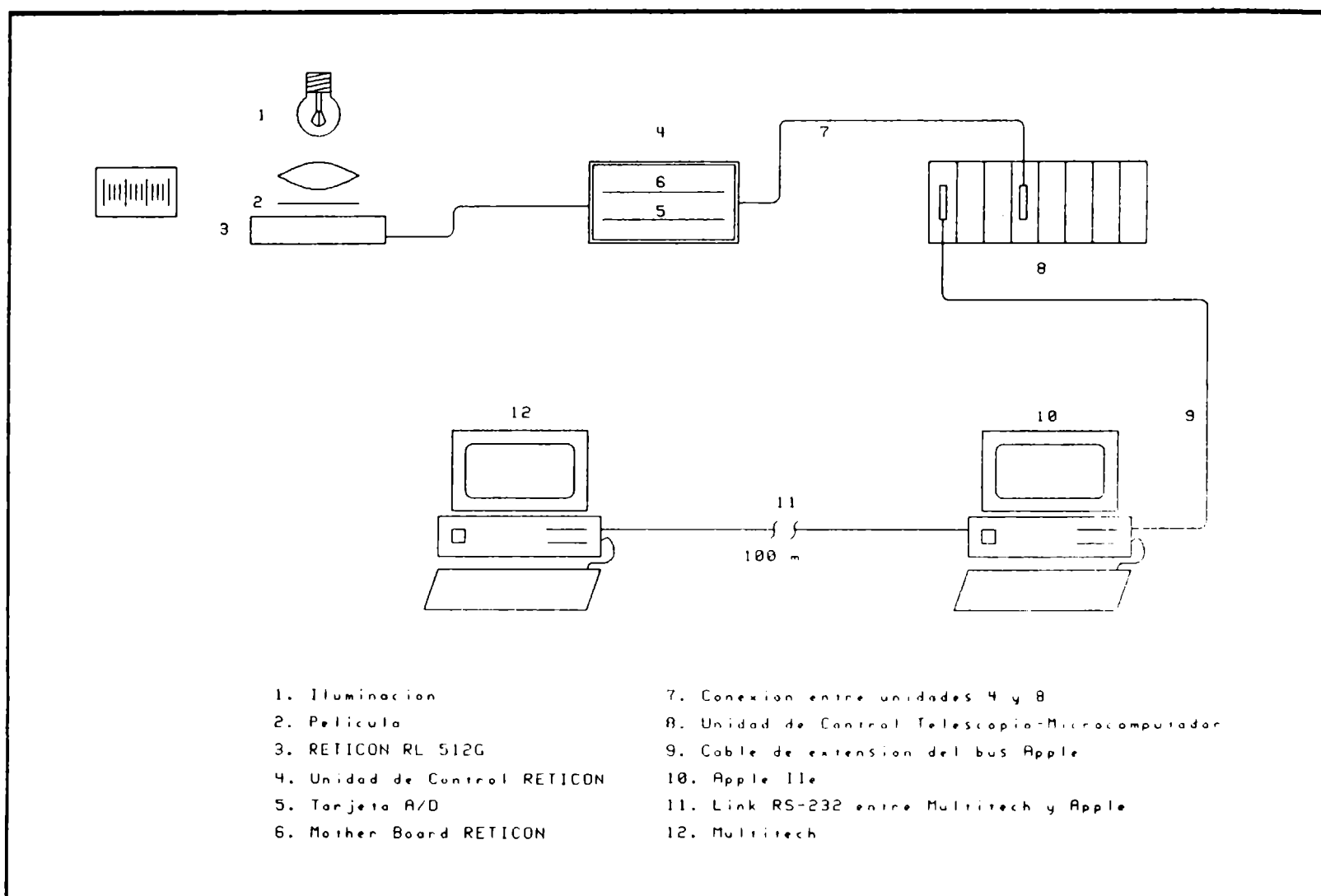


FIGURA 1. ESQUEMA BASICO DE LA MAQUINA PARA MEDIR PELICULAS

El sistema diseñado (Figura 1) se encuentra ubicado en la oficina de la cúpula del Círculo Meridiano. Consta de una fuente de luz blanca paralela, una Unidad de Control Reticon, una Unidad de Control Telescopio-microcomputador, un microcomputador Apple IIe y un PC Multitech, este último ubicado en las oficinas generales del Observatorio. El sistema desarrollado es versátil, ya que permite la lectura directa del círculo de declinación.

Con la aprobación del Proyecto N° 1269/86, por el Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico, FONDECYT, ha sido posible la completación de la máquina semi-automática para la medición de las películas.

## II. HARDWARE

El hardware de la máquina para medir películas consta de: el sensor Reticon, la Unidad de Control Reticon (UCR) y la Tarjeta Reticon.

La Unidad de Control Reticon está compuesta de:

a. Mother Board, fabricado por EG&G Reticon (Carrasco et al., 1987), contiene los circuitos electrónicos necesarios para controlar el Reticon, es decir: la señal de clock, las señales de sincronismo, voltajes de polarización, etc. Mediante jumpers es posible cambiar la configuración de esta tarjeta de modo de generar externamente algunas de las señales de sincronismo. En este caso, se genera externamente la señal de START.

b. Tarjeta A/D (Figura 2) consta de un conversor Analogo-Digital de 8 bits de aproximadamente 2 ms de tiempo de conversión, un circuito de sincronismo entre el pulso de START externo (PB 7) y el reloj interno del Mother Board, un amplificador operacional para escalar la señal de video proveniente del Mother Board y dejarla en el rango de 0 a 5 volts, un

buffer (74LS241) a la salida de la tarjeta A/D y otros TTL para el sincronismo entre el Mother Board, la tarjeta A/D y la tarjeta Reticon de la Unidad de Control Telescopio-micro-computador.

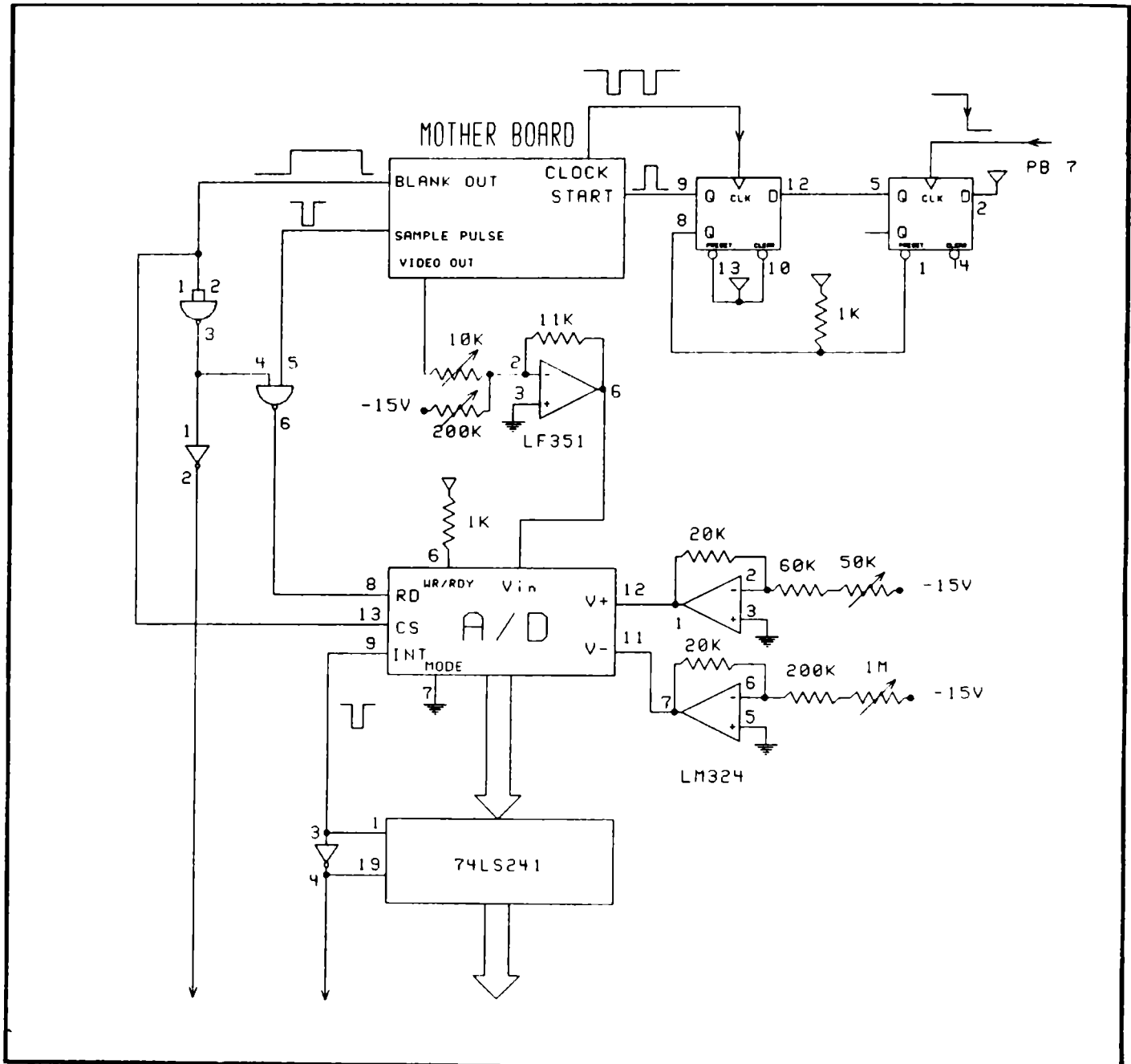


FIGURA 2. UNIDAD DE CONTROL RETICON, TARJETA A/D

La Unidad de Control Telescopio-microcomputador (UCT) es una extensión del bus del microcomputador Apple IIe. Consta de 8 slots o tarjetas. La primera tarjeta maneja la comunicación entre el Apple IIe y la UCT, esto es: líneas de datos, direccionamiento, interrupción, reset, clock, etc. El resto de las tarjetas se utiliza para controlar distintas funciones en el telescopio.

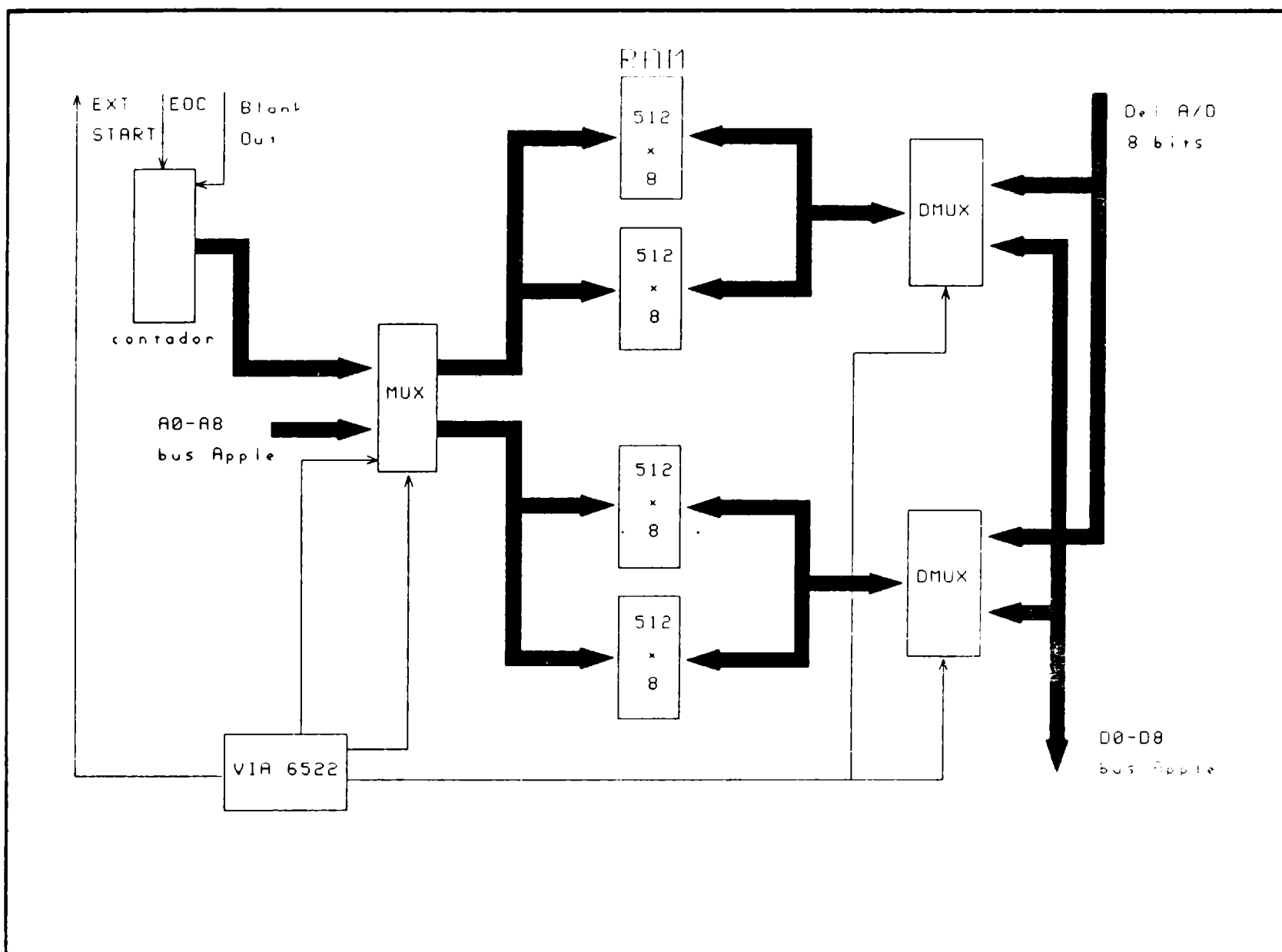


FIGURA 3. UNIDAD DE CONTROL TELESCOPIO-MICROCOMPUTADOR. TARJETA RETICON

La Tarjeta Reticon (Figura 3), está asignada al slot 4 de la UCT y contiene:

- a. 2kb de memoria RAM agrupadas en 4 bancos de 512 bytes cada uno, lo que significa que es posible almacenar 4 lecturas del Reticon.
- b. Una VIA (Versatil Interface Adapter 8522) que, controlada desde el microcomputador, genera todas las señales de control necesarias para asignar el banco de memoria que será utilizado para almacenar la señal de video ya digitalizada. Genera además, el pulso de START que señala al Mother Board el momento de hacer una lectura del Reticon. El tiempo entre dos pulsos de START determina el lapso de integración, que no puede ser superior a 40 ms, esto está dado por la corriente de oscuridad del Reticon.
- c. Un contador que es controlado por señales de sincronismo provenientes de la UCR. Este contador genera las señales de direccionamiento para la memoria RAM seleccionada.

### III. MEDICIONES

La medición de las películas es un proceso simple y rápido. El rollo de película a medir se monta en un portafilminas, que va entre el haz de luz paralelo y el sensor (Figura 1). El avance de la película se hace en forma manual. Para empezar el proceso de lectura, se carga el programa "FILM" en lenguaje BASIC y se selecciona la opción "MEDIR", una vez hecho esto, el programa queda a la espera de que el operador presione la tecla "M" para enviar las señales de control al hardware y hacer una lectura de adquisición. Cuando el sistema detecta que la lectura terminó, crea un archivo secuencial con la información y, vuelve a la opción "MEDIR", en espera de que el operador mueva la película al próximo cuadro.

En un principio se pensó, como metodología de medición, hacer una lectura de las cuentas de oscuridad por cada cuadro medido, para restarlo de la medición, pero después de realizar varias experiencias se encontró que su influencia es despreciable. De acuerdo con las especificaciones del Reticon, la corriente de oscuridad aporta un 1% a la carga total de saturación ( $Q_{sat} = 4pC$ ) para un tiempo de integración de 40 ms, a la temperatura ambiente.

Normalmente, 40 ms es el tiempo máximo de integración utilizado. Este tiempo de integración se ajusta de acuerdo con la calidad de la película; para esto, existe en el programa la opción "FILM", que permite al operador ver directamente la imagen obtenida y variar el tiempo de integración hasta encontrar el contraste óptimo.

#### IV. REDUCCION DE LAS MEDICIONES

Para la reducción de las mediciones (Figura 4) se utiliza un computador personal Multitech, conectado en forma remota al Apple IIe mediante un link RS-232.

Debido a que la transparencia del film no es homogénea, la señal útil aparece sobrepuesta a la señal de fondo (Figura 5a), ésta última debe ser eliminada. Para lograr esto, se calcula la transformada rápida de Fourier tomando sólo los 5 primeros términos y se divide la señal original por la antitransformada de estos 5 términos, obteniéndose así una imagen en la cual se ha eliminado casi completamente la señal de fondo (Figura 5b). Luego, se buscan los máximos locales y se determina cuáles de ellos corresponden a las divisiones del círculo y cuáles a los índices.

Para determinar la posición exacta de los máximos locales se integra el área bajo la curva y se asume que la

mejor estimación del centro es aquella que deja el 50% del área a cada lado.

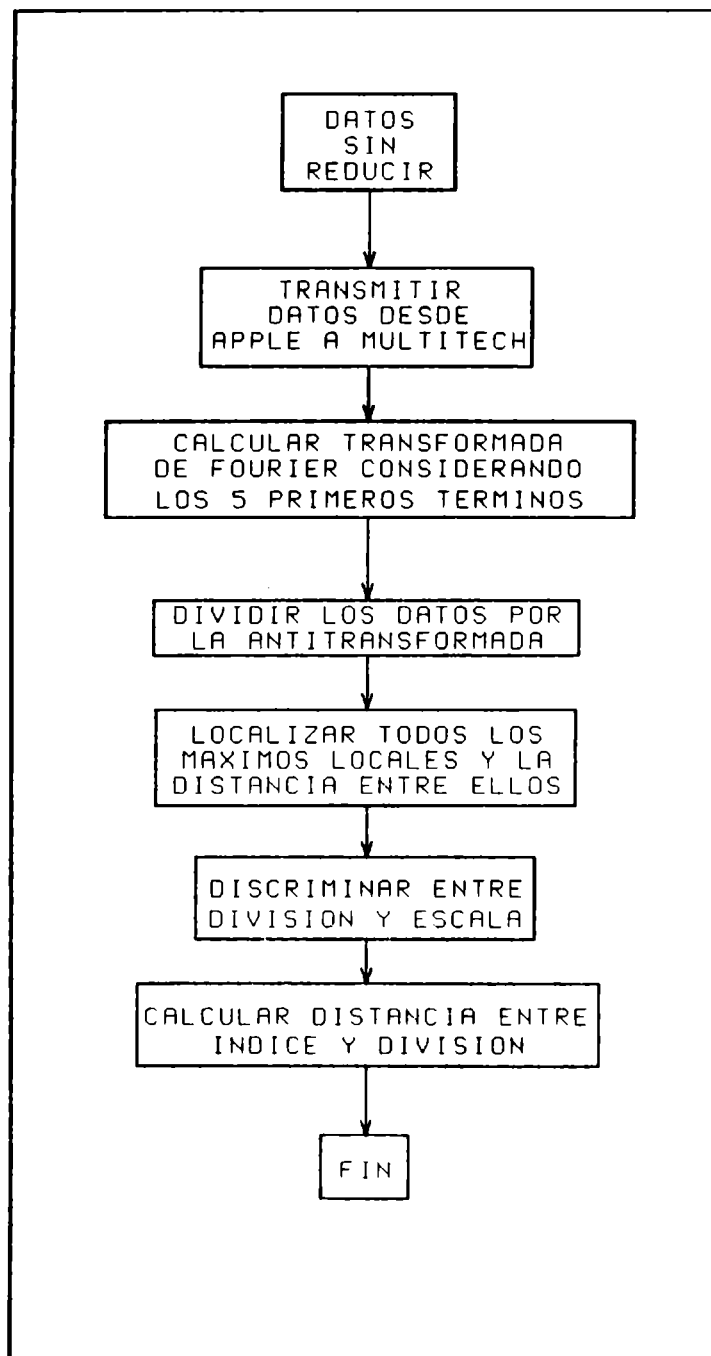


FIGURA 4. DIAGRAMA DE FLUJO DE LA REDUCCION DE LAS MEDICIONES

El área bajo la curva se calcula utilizando el método de integración parabólica (Figura 6).

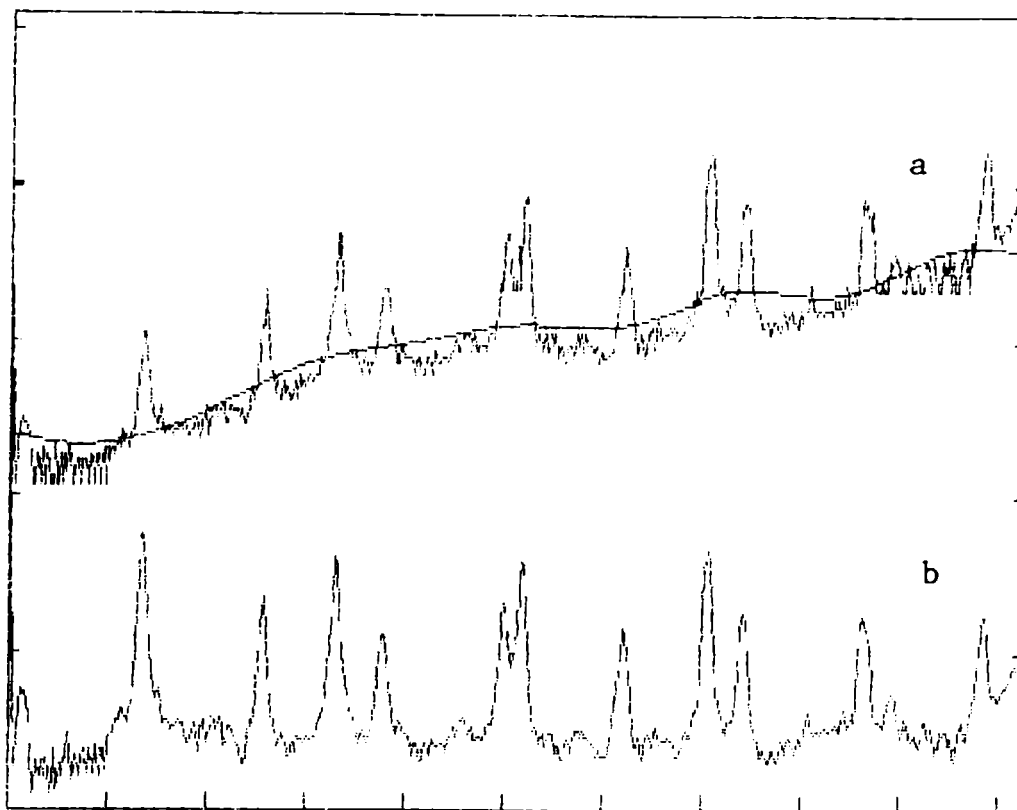


FIGURA 5. LECTURAS DE LAS PELICULAS ENTREGADAS POR EL RETICON.

## V. RESULTADOS

Las ventajas de la nueva máquina, diseñada y construida en el Departamento, respecto de la antigua máquina visual Toepfer, pueden resumirse diciendo que: teóricamente es posible medir hasta 180 cuadros por hora, con un error de medición de  $\pm 0.02''$ , independiente de la persona que mide. Además graba las mediciones en un diskette disminuyendo la posibilidad de errores.



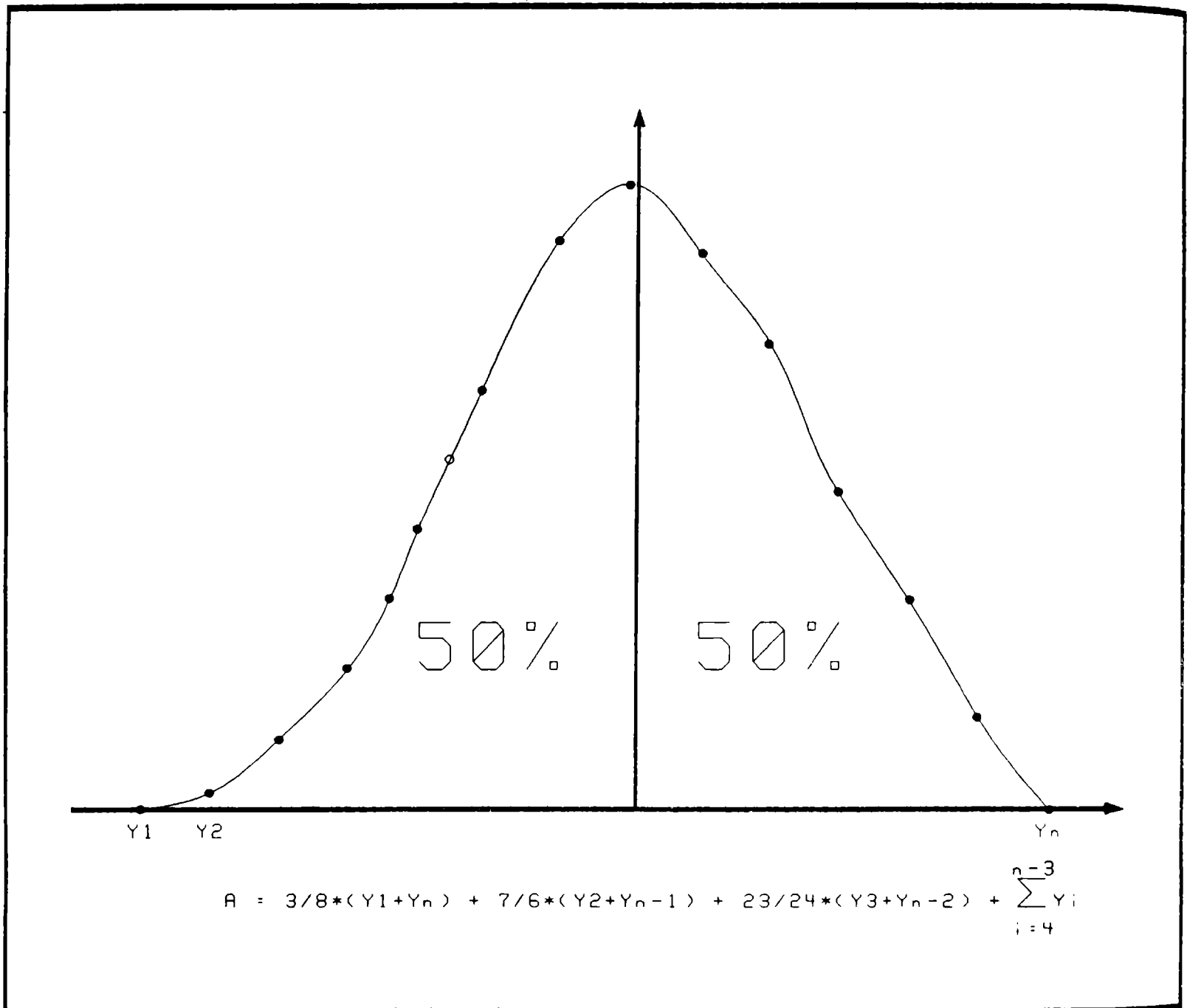


FIGURA 6. DETERMINACION DE LOS MAXIMOS LOCALES

Debido a que el tiempo de integración es muy pequeño, no es necesario considerar la instalación de un sistema de refrigeración para el sensor, factor que influiría enormemente en el costo de construcción y mantención de la máquina.

Los autores agradecen al Fondo Nacional de Desarrollo Científico y Tecnológico, FONDECYT, por el Grant concedido, a R. Silva<sup>1</sup>, por su colaboración en el diseño y construcción de las fuentes de tensiones regulables y a P. Hernández por la colaboración prestada en el armado de las tarjetas e instalación de las unidades.

#### REFERENCIAS

Carrasco, G.; Loyola, F.; Haddad, N.; Siclaire, P.: 1987, Boletín de la Sociedad Argentina de Astronomía. 32, 281.

<sup>1</sup> Alumno practicante, Ingeniería Industrial Electrónica, Pontificia Universidad Católica de Chile.

**SOLUCION NUMERICA DEL MODELO NO ADIABATICO DE ESTRELLAS  
PULSANTES MEDIANTE LA APLICACION DE UNA FORMULACION  
LAGRANGIANA**

**NUMERICAL SOLUTION OF THE NONADIABATIC MODEL OF PULSATING  
STARS THROUGH THE APPLICATION OF A LAGRANGIAN FORMULATION**

A. Costa<sup>1</sup>, A. Sicardi Schifino<sup>2</sup> y C. Ferro Fontán<sup>2</sup>

1 IAFE (CONICET)

2 FCEN (UBA)

RESUMEN: La obtención de un lagrangiano termodinámico para el caso no adiabático mediante técnicas de la termodinámica irreversible, resuelve problemas numéricos hasta ahora existentes. La forma usual de trabajar consiste en obtener la solución no adiabática resolviendo numéricamente la ecuación de movimiento y usando como punto de partida el resultado del caso adiabático. Mediante este procedimiento la solución que mejor satisface las condiciones de contorno es elegida como el resultado correcto de la ecuación. El principio variacional asociado al lagrangiano termodinámico que mostramos permite identificar los modos no adiabáticos independientemente de la solución adiabática y ajustar automáticamente las condiciones de contorno.

ABSTRACT: The derivation of a thermodynamical Lagrangian for the non adiabatical case using the techniques of the

irreversible thermodynamic solves existing numerical problems. The usual method consists in obtaining the non adiabatic solution by solving numerically the equation of motion, using as initial solution that of the adiabatic case. The variational principle associated with the thermodynamical Lagrangian permits to identify the non adiabatical cases and to adjust the bounday conditions.

## INTRODUCCION Y ANTECEDENTES

Las teorías que explican el mecanismo de excitación de las estrellas pulsantes han sido ampliamente desarrolladas en base a diversas aproximaciones por distintos autores (Ledoux y Walraven, 1958; Cox, 1974).

Hoy en día, sin embargo, es posible utilizar un tratamiento más general y riguroso que permite reformular el problema usando las modernas técnicas de la termodinámica irreversible.

En función de este objetivo hemos encontrado una función de Lyapunov para el análisis de estabilidad en caso general. La interpretación termodinámica de esta función resulta ser la energía libre del sistema y de ella se obtienen en forma unificada y sistemática los principios variacionales existentes en la literatura del tema.

Hemos obtenido también un lagrangiano termodinámico para el caso disipativo general que permite hallar los autovalores y autovectores en forma sistemática (y con independencia del resultado adiabático) como resultado de la minimización de dicho lagrangiano.

## DESARROLLO

La obtención del principio variacional asociado al lagrangiano termodinámico para el caso más general resuelve problemas numéricos hasta ahora existentes. La forma usual de trabajar en los casos con disipación consiste en obtener la solución numérica de la ecuación de movimiento usando como punto de partida el resultado del caso adiabático. Mediante este procedimiento, la solución que mejor satisface las condiciones de contorno es elegida como el resultado buscado. Este criterio no ofrece garantías de que la solución hallada es la correcta.

La forma general de la ecuación de las oscilaciones puede escribirse en forma abreviada:

$$\mu \ddot{\xi} + \phi \dot{\xi} + L\xi + D \int \xi dt = 0 \quad (1)$$

$\xi$  es el desplazamiento y será un vector de una componente en el caso de oscilaciones radiales y un vector  $(\xi_r, \xi_\theta, \xi_\psi)$  de tres componentes para el caso no radial.  $\mu$ ,  $L$ ,  $\phi$  y  $D$  son los operadores diferenciales de cada caso particular (radial, no radial, adiabático y no adiabático). Cualquiera sea la expresión (1), estos operadores pueden ser reconocidos por la relación que guardan con la dependencia temporal de la perturbación  $\xi$ , es decir,  $\mu$  es el operador asociado a la inercia del sistema aplicado a  $\ddot{\xi}$ ,  $L$  asociado a los potenciales conservativos se aplica sobre  $\xi$ ,  $\phi$  es el operador de los esfuerzos viscosos (disipación positiva) y se aplica sobre  $\dot{\xi}$ ,  $D$  es un operador vinculado a las pérdidas radiativas, a la generación de energía termonuclear, energía de ionización, etc. y se aplica sobre  $\int \xi dt$ . Por ejemplo, en el caso adiabático estos operadores toman la conocida forma:

$$L = \frac{d}{dr} \left( r^4 \Gamma_1 p \frac{d}{dr} \xi \right) - r^3 \frac{d}{dr} \left[ (3\Gamma_1 - 4)p \right] \xi, \quad \mu = \rho \Gamma_4^4, \quad \phi = D = u \quad (2)$$

La construcción del lagrangiano termodinámico que hemos obtenido está basada en una idea original de Ongager y Machlup que fue formulada para situaciones cercanas al equilibrio termodinámico. A partir del balance entre flujos (velocidades de los procesos irreversibles, por ejemplo el flujo de calor) y fuerzas termodinámicas (causantes de los flujos, por ejemplo el gradiente de temperatura) se construye la expresión:

$$\mathcal{L} = \langle \mu \ddot{\xi} + \phi \dot{\xi} + L\xi + D \int \xi dt, \phi^{-1} (\mu \ddot{\xi} + \phi \dot{\xi} + L\xi + D \int \xi dt) \rangle, \quad (3)$$

que es una forma cuadrática mayor que cero para todos los casos de sustitución de  $\xi$  e igual a cero cuando  $\xi$  es la solución de la ecuación de movimiento. Puede interpretarse este lagrangiano como el "error" cometido por un proceso irreversible al elegir una solución  $\xi$  distinta de las que predice la ecuación de movimiento fenomenológica. Es decir, es una medida de las fluctuaciones del sistema.

Basados en la formulación presentada hemos desarrollado códigos computacionales que consisten en la búsqueda del mínimo del lagrangiano (3).

## APLICACION

Con el fin de ajustar los códigos computacionales correspondientes al método numérico al que nos hemos referido, hemos estudiado el siguiente caso sencillo con solución analítica en el límite adiabático que permite la comparación de resultados.

a) Modelo de densidad uniforme:

$$(\kappa^4 - \kappa^6) \frac{d^2 \xi}{d\kappa^2} + (4\kappa^3 - 6\kappa^5) \frac{d\xi}{d\kappa} + \zeta \kappa^4 \xi + \nu \xi + \alpha \delta(\kappa - \kappa_0) \xi = 0$$

$\zeta$  = frecuencia adimensional,  $\nu$  = viscosidad,  $\kappa_0$  = región de excitación

(ver tabla) El paso siguiente de este análisis será la aplicación de estos códigos a modelos más realistas para pulsaciones radiales para luego ajustar y aplicar estos códigos al caso no radial.

#### TABLA DE AUTOVALORES Y AUTOVECTORES

AUTOVALORES	$\kappa_0$	AUTOVECTORES
$w = \sigma t + ik$		
13.98 2E-3	0.9	(1,0), (-1.42, E-2), (E-3, -2E-2), (E-1, E-3)
13.99 1.5E-4	0.7	(1,0), (-1.39, 7E-2), (-2E-3, -3E-2), (-4E-3, 3E-2)
35.98 2.2E-5	0.9	(1,0), (-3.61, E-2), (2.83, -5E-2), (E-3, 3E-2)
35.99 4.8E-5	0.7	(1,0), (-3.6, 3E-2), (2.8, -0.1), (-6E-3, 9E-3)

#### SOLUCION ANALITICA ADIABATICA

0	0	...	(1,0), (0,0), (0,0), (0,0)
14	0	...	(1,0), (-1.4,0), (0,0), (0,0)
36	0	...	(1,0), (-3.6,0), (2.83,0), (0,0)
66	0	...	(1,0), (-6.6,0), (12.3,0), (-6.81,0)

$\kappa_0$  ubicación de la región de inestabilidad.

**CALCULO DE INTERVALOS DE CONFIANZA PARA LOS PARAMETROS DE  
AJUSTE EN ECUACIONES NO LINEALES; UN CASO PARTICULAR.**

**COMPUTATION OF CONFIDENCE INTERVALS FOR THE ADJUSTED  
PARAMETERS IN NON-LINEAR EQUATIONS; A PARTICULAR CASE**

G. Torres

OAC, CONICET

**RESUMEN:** En este trabajo se repasa brevemente en primer lugar el problema general de la asignación de errores formales a los parámetros ajustados por mínimos cuadrados en ecuaciones no lineales. Se discute luego en detalle el caso de las ecuaciones que describen la trayectoria rectilínea relativa de las componentes de una estrella doble; cuando dichas ecuaciones se expresan en forma polar y se realiza el ajuste para determinar los valores más probables de  $\rho_0$  (distancia en el periastro),  $t_0$  (instante de máximo acercamiento),  $\theta_0$  (ángulo de posición en el periastro) y  $v$  (velocidad relativa), resulta imposible determinar errores medios en la forma clásica debido precisamente al carácter no lineal del sistema (no existe matriz de varianza-covarianza como en los casos lineales). Se presenta aquí un método para calcular "intervalos de confianza" correspondientes a estos parámetros, asociados a cualquier nivel de probabilidad deseado. Este trabajo será publicado in extenso en otra parte.



ABSTRACT: The general problem of assigning formal errors to individual parameters determined in non-linear least squares adjustments is briefly reviewed, and the specific case of the equations describing the relative rectilinear motion of the components of a double star is discussed in detail. When expressing the equations in polar form and performing the adjustment to determine the most probable values of  $\rho_0$  (distance at periastron),  $t_0$  (time of periastron),  $\theta_0$  (corresponding position angle) and  $v$  (relative angular velocity), it is not possible to derive mean errors in the usual way due to the non-linear character of the system (there is no variance-covariance matrix in the linear sense). It is here shown how "confidence intervals" may be computed for the estimated quantities for any desired probability level. The complete version of this work will be published elsewhere.

## TEST NUMERICO DE LOS ESTIMADORES DE STOKES

### NUMERICAL TEST OF THE STOKES PARAMETERS

A. Clocchiatti<sup>1,2</sup>, C. Feinstein<sup>1,2</sup> y R. Maronna<sup>3,4</sup>

1 Observatorio Astronómico de La Plata

2 CONICET

3 Facultad de Ciencias Exactas

4 CIC

RESUMEN: Se realiza un test numérico de los estimadores de los parámetros normalizados de Stokes. Los estimadores testeados son los más comunes en la literatura más uno de máxima verosimilitud. Este último es obtenido por la distribución dada por Clarke et al. A través del método de Monte Carlo se simulan observaciones de una fuente teórica. Se hace un análisis estadístico para comparar los errores verdaderos con los observados y determinar así la eficiencia de los estimadores. Se encuentra que el estimador de máxima verosimilitud funciona bien bajo las condiciones del modelo cuando los errores son comparablemente grandes.

ABSTRACT: We made a numerical test of the estimators of the Stokes parameters. We tested the most common estimators in literature plus a maximum likelihood solution. We make an statistical analysis to compare the true errors with the observed ones and to determine the efficiency of the estimators. The maximum likelihood solution works fine under the conditions of the model when the errors are comparatively large.

UNA BURBUJA DE VIENTO ESTELAR ASOCIADA A LA ESTRELLA  
WOLF-RAYET HD 197406

A STELLAR WIND BLOWN BUBBLE ASSOCIATED WITH  
THE WOLF-RAYET STAR HD 197406

G. Dubner<sup>1,3</sup>, V. Niemela<sup>1,4</sup> y C. Purton<sup>2</sup>

1 Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Buenos Aires  
2 Dominion Radio Astrophysical Observatory, Herzberg, Institute of Astrophysics,  
National Research Council of Canada, Penticton, B.C. Canada  
3 CONICET  
4 CIC

RESUMEN: Con el radiotelescopio de síntesis del Dominion Radio Astrophysical Observatory (Canadá), se realizaron observaciones en la línea de 21 cm del HI y en continuo de radio en 1420 y 408 MHz, en un campo de 2 grados cuadrados centrado en la posición de HD 197406 (binaria espectroscópica compuesta por una estrella de tipo WN7 + compañera compacta). Los mapas espectrales muestran la presencia de una cáscara anular casi completa de hidrógeno neutro ( $R_S \approx 30$  pc,  $v_{exp} \approx 5$  km/s,  $M_{HI} \approx 600 M_\odot$ ), y además, inmersa en dicha cáscara, una pequeña burbuja concéntrica con la estrella ( $R_b \approx 3$  pc,  $v_{exp} \approx 4$  km/s,  $M_{HI}$  (faltante)  $\approx 3 M_\odot$ ). A partir de estas observaciones, se estima una distancia cinemática de 5 kpc para HD 197406. No detectamos radiofuentes térmicas ni no-térmicas asociadas a la binaria. Nuestras observaciones sugieren que la gran cáscara fue formada durante etapas evolutivas previas del sistema binario, mientras que la burbujita fue soplada recientemente por el viento WR.

ABSTRACT: A field of 2 square degrees centered in the position of HD 197406 (a spectroscopic binary composed by a WN7 star + compact companion), has been surveyed in the HI 21 cm line and in the 1420 and 408 MHz radio-continuum, using the synthesis radio-telescope of the Dominion Radio Astrophysical Observatory (Canada). The spectral maps show the existence of a nearly complete ring-shaped HI shell ( $R_s \approx 30$  pc,  $v_{exp} \approx 5$  km/s,  $M_{HI} \approx 600 M_\odot$ ), and, immersed within this shell, a small spherical bubble concentric with the star ( $R_b \approx 3$  pc,  $v_{exp} \approx 4$  km/s,  $M_{HI}(\text{missing}) \approx 3 M_\odot$ ). From these observations, a kinematical distance of 5 kpc is derived for HD 197406. We did not find thermal or non-thermal radio-sources associated with the binary system. Our observations suggest that the large shell has been created during previous evolutive stages of the binary, while the small bubble has been recently blown by the WR wind.

## RADIO ESPECTROS DE QUASARS. I

## RADIO SPECTRA OF QUASARS. I

Z.M. Quiniento<sup>1</sup>, J.C. Carsosimo<sup>2</sup> y F.R. Colomb<sup>2</sup>

Instituto Argentino de Radioastronomía

**RESUMEN:** En la presente publicación damos a conocer la densidad de flujo en el pico medida en 1410 MHz para 242 objetos extragalácticos del Hemisferio Sur, identificados como Quasars por Veron-Veron (1983), en "A Catalogue of Extragalactic Radio Source Identifications. Second Edition". Empleando datos observacionales tomados en otras frecuencias se han podido calcular índices espectrales y curvaturas para radioespectros. Los 242 Quasars observados ocupan una zona del cielo que se extiende desde 00h a 05 hs en ascensión recta y desde  $-9.5^{\circ}$  a  $-90^{\circ}$  en declinación. Todos ellos forman parte de un relevamiento total que comprende alrededor de 700 Quasars.

**ABSTRACT:** We present 1410 MHz flux density for 243 extragalactic objects from Southern Hemisphere identified as

<sup>1</sup> Miembro de la Carrera del Personal de Apoyo a la Investigación y Desarrollo de la Comisión de Investigaciones Científicas y Técnicas de la Provincia de Buenos Aires.  
<sup>2</sup> Miembros de la Carrera del Investigador Científico del CONICET.

Quasars by Veron-Veron (1983), in "A Catalogue of Extragalactic Radio Source Identification. Second Edition". Using observational data at different frequency we have calculated spectral index and the curvature of spectra. The 243 observed Quasars occupy a sky area from 00h to 05h 58m on right ascension and from  $-9.5^{\circ}$  to  $-90^{\circ}$  in declination. All of them are part of a complete sample of 700 Quasars.

## I. INTRODUCCION

En el año 1984 iniciamos en el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) la observación sistemática de todos los cuasares catalogados como radiofuentes del Hemisferio Sur por Veron-Veron.

La multiplicidad de trabajos realizados en los últimos años en todas las ramas de la astronomía, indican la necesidad de estudiar su comportamiento físico y establecer correlaciones que permitan agruparlos por propiedades comunes, determinar las formas posibles de evolución, ubicarlos correctamente en el Universo, determinar los orígenes de sus variaciones, etc.

Los estudios realizados han permitido formar grupos de cuasares asociados por comportamiento similar. Los BL Lac podrían considerarse como una subclase de QSO, son objetos con fuerte variación en todas las longitudes de onda, alta polarización en radio y un continuo óptico carente de líneas de emisión. Algunos de ellos se encuentran físicamente asociados a galaxias.

Objetos del tipo QSO con violenta variación en el rango óptico fueron agrupados con el nombre de OVV (Optically Violent Variables) y se llamaron HPQ (High

Polarization Quasars) a los que presentan esta particularidad en óptica.

Por otra parte, las observaciones realizadas en radiofrecuencias antes de 1970, con antenas de disco simple y alto límite de confusión, impedían detectar objetos débiles en radio que fueron llamados QSO Radioquietos. La incorporación de la interferometría disminuyó en un 10% a un 20% el número de radioquietos y probablemente las detecciones en radio crecerán lentamente a medida que la tecnología haga disminuir la densidad de flujo límite (Kellermann, 1986).

Recientemente, A. Hewitt y G. Burbidge (1987) refiriéndose a la definición clásica de QSO han señalado la ambigüedad de los términos con que se los identificó, tales como "starlike object" o bien "large emission-line redshift". Las características reales de estos enigmáticos objetos han mostrado que algunos tienen bajo corrimiento al rojo y otros presentan "fuzz" alrededor de un núcleo central.

Paralelamente han surgido otros objetos con aspecto de galaxias cuyos núcleos se comportan espectroscópicamente como QSO y que tienen bajo redshift, se los ha llamado núcleos Seyfert, Sistemas-N o bien Núcleos Activos.

De acuerdo a lo expresado por C. Barbieri et al. (1982), existe una zona de confusión en donde es difícil determinar si un objeto es QSO o bien un núcleo Seyfert, una Galaxia-N o una Radio Galaxia. Han expresado que esta zona abarcaría a los objetos con un redshift entre 0.04 y 0.3.

Hewitt y Burbidge han catalogado como QSO a aquellos objetos extragalácticos de aspecto casi estelar con o sin "fuzz" cuyos  $z > 0.1$ . Consideran sólo unos 30 QSO con  $z < 0.1$ .

La diversidad de opiniones y las fuertes tendencias de los autores por agrupar a estos objetos extragalácticos demuestran la necesidad de un estudio profundo de su comportamiento a través de todas las longitudes de onda y la búsqueda de correlaciones que delimiten en forma precisa las características de cada grupo.

La segunda etapa del trabajo observacional que ha de iniciarse en el IAR abarcará el total de galaxias radiofuentes identificadas en el Hemisferio Sur, con el propósito de ubicar en función de los redshifts una posible zona de confusión y llegar a conocer las características de los objetos extragalácticos que se ubiquen en ella.

Por otra parte, diversos autores como Kapahi (1981), Peacock y Wall (1981), Downes et al. (1981) han destacado la necesidad de un análisis del radioespectro de los QSO cerca de 1 GHz, dado que en esa zona se produce un cambio espectral debido a la autoabsorción sincrotrón.

En razón de efectuar el cálculo de índices y curvaturas espectrales, hemos empleado los resultados del catálogo "The Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources" Large et al. (1981) en 408 MHz y los de relevamientos de Parkes para 2700 MHz y 5009 MHz.

Recientemente, V.K. Kapahi y V.K. Kulkarni (1986) han examinado la relación entre índice espectral para radiofuentes extragalácticas y su evolución cosmológica.

## II. EQUIPO

Las observaciones han sido realizadas con la Antena 1 del IAR cuya superficie parabólica tiene 30m de diámetro. El receptor ha operado en sistema Dicke. Se empleó un ancho de banda de 40 MHz con una frecuencia central de 1410 MHz.



El haz de antena aproximadamente gaussiano, tiene un ancho a potencia mitad de  $34'$  y el primer lóbulo lateral se presenta con una atenuación de 27 db (Cersósimo y Loisseau, 1982).

La temperatura del sistema es de 83K. Los datos son adquiridos por una computadora PDP 11/20 y la reducción "off line" de los mismos es realizada en una PDP 11/34, ambas propiedad del IAR. El límite de confusión es de 0.42 Jy, en consecuencia no detectamos objetos con densidad de flujo inferior a ese valor.

### III. OBSERVACIONES

El trabajo observacional sobre 700 QSO del Hemisferio Sur comenzó en el IAR en los primeros meses de 1984, actualmente se encuentra en su etapa final de ejecución. El área cubierta se extiende desde  $-9.5^\circ$  hasta  $-90^\circ$  en declinación y desde 0hs hasta 24hs en ascensión recta ( $\alpha$ ).

Cada objeto es observado con barridos en  $\alpha$  empleando una velocidad de antena de 0.5 grados por minuto. Aquellos quasars cuya declinación es superior a  $-75^\circ$  son reobservados con barridos en esa coordenada vertical.

En razón de minimizar los errores instrumentales se ha elegido como momento óptimo de observación al pasaje de la fuente por el meridiano local.

Las observaciones han sido exclusivamente nocturnas y en cada noche se efectúan dos barridos sobre cada fuente. Todos los objetos cuentan con múltiples observaciones realizadas en distintas épocas a través de cuatro años de trabajo que por razones obvias no fueron continuos.

Se empleó un tiempo de integración de  $1/\cos\delta$  segundos aproximadamente. Cada perfil ocupa 48 puntos tomados de muestra sobre la fuente y 52 puntos "off source".

Los dos perfiles obtenidos en una misma fecha son sometidos a un promedio simple. Se considera concluida la observación de cada cuasar cuando se ha cumplido un número de seis barridos (tres perfiles) en épocas distanciadas en seis meses por lo menos.

Cada sesión de observación comienza con un par de barridos sobre una radiofuente calibradora que pertenece a la zona de objetos a observar.

#### IV. REDUCCION

Sobre cada uno de los perfiles obtenidos por promedio simple se efectúa el trazado de línea de base con el ajuste de un polinomio de primer orden. Los puntos muestreados "off source" permiten calcular el ruido en ausencia de señal.

Los 48 puntos tomados sobre la fuente son ajustados por medio de una gaussiana obteniéndose el valor de la temperatura de antena en el pico y la dispersión del ajuste. Se toma como temperatura de pico final al promedio simple de todos los valores obtenidos con gaussianas para un mismo QSO. Este valor convertido en unidades de flujo aparece en la Tabla III.

El error E que acompaña a cada uno de los valores de flujo en 1410 MHz ha sido calculado de la siguiente manera:

$$e = \sqrt{(SD)^2 + (\sigma_{LB})^2} \sqrt{2} K$$

$e_i$ : error de observación en cada sesión;  $\sigma_{LB}$ : desviación standard de la línea de base; SD: dispersión del ajuste en gaussianas.

No incluimos error de apuntamiento pues su cálculo arrojó un valor inferior al 1%. Luego, el error final (E) será:

$$E = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n e_i^2}{n}} J_y$$

$n$ : número de perfiles promediados después del ajuste de Gauss;  $e_i$ : error de cada sesión.

#### V. ESCALA DE FLUJO

Para conformar una escala de flujo hemos adoptado como calibrador primario a la radiofuente extragaláctica Hydra A (PKS 0915-11) cuyo espectro que aparece en la Tabla I fue medido por Beverly J. Wills (1975) en diversas frecuencias de radio dando los siguientes valores:

TABLA I

NOMBRE	468 MHz	635 MHz	960 MHz	1410 MHz	2650 MHz	2700 MHz	5000 MHz	5009 MHz
0915-11	110.04±.53	93.45±.66	63.60±.32	43.16±.31	24.31±.06	23.57±.02	13.10±.08	13.22±.07
				43.80±.32	24.38±.11	23.70±.11	13.27±.19	13.43±.19

Empleando los datos hemos fijado para Hydra A un valor de flujo en el pico de 43.47 f.u. obtenido como promedio pesado de los flujos medidos en 1410 MHz. Las observaciones para el calibrador principal fueron realizadas de la misma forma que la descripta para los cuasares.

El cálculo de la temperatura de antena en el pico de Hydra A para las observaciones del IAR se ha hecho empleando la expresión de Kesteven et al. (1976) para temperatura promedio pesada ( $T_w$ ):

$$\bar{T}_w = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{T_{gi}}{e_i^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{e_i^2}} K$$

$T_{gi}$ : es la temperatura de pico medida para cada perfil luego del ajuste de una gaussiana y  $e_i$  es el error de cada perfil.

Hemos obtenido un valor de  $T_w = 5.226k \pm 0.059$ . Luego la relación entre densidad de flujo en el pico y temperatura de antena será de  $8.318 \pm 0.02$  K/f.u.

En la Tabla II aparece la lista de radiofuentes calibradoras secundarias con polarización inferior a un 3% (Z. M. Quiniento, 1984) dispersas en todo el cielo austral que fueron empleadas para ajustar los valores de observación.

-----  
 T A B L A 2  
 -----

SOURCE	RIGHT ASCENSION (1950.0) hh mm ss.ss	DECLINATION (1950.0) dd	FLUX DENSITY 1410 MHz F.U.	ERROR F.U.
0008-421	00 08 21.32	-42 09 49.70	4.30	0.16
0022-423	00 22 15.42	-42 18 40.70	2.66	0.16
0039-445	00 39 47.28	-44 30 42.00	3.87	0.25
0114-211	01 14 25.95	-21 07 55.00	4.10	0.21
0117-155	01 17 59.70	-15 35 59.60	4.89	0.19
0201-440	02 01 38.85	-44 04 13.00	2.76	0.16
0240-217	02 40 19.33	-21 45 09.80	1.15	0.18
0405-123	04 04 29.46	-12 19 32.50	2.98	0.18
0408-658	04 08 59.40	-65 53 01.00	15.28	0.31
0453-206	04 53 14.16	-20 39 00.90	4.49	0.20
0602-319	06 02 22.15	-31 55 40.00	2.97	0.18
0604-203	06 04 25.00	-20 21 39.00	3.17	0.17
0704-231	07 04 27.31	-23 06 58.60	3.48	0.17
0850-206	08 50 44.90	-20 36 05.00	2.14	0.22
0915-11	09 15 41.30	-11 53 05.00	43.47	
1015-314	10 15 53.39	-31 29 11.33	3.17	0.16
1055-242	10 55 29.94	-24 17 44.60	.88	0.18
1143-245	11 43 36.37	-24 30 52.90	1.92	0.17
1215-457	12 15 28.83	-45 43 29.00	4.48	0.21
1245-197	12 45 45.22	-19 42 57.51	5.40	0.26
1313-333	13 13 20.05	-33 23 9.65	.57	0.25
1526-423	15 26 52.30	-42 21 33.00	4.40	0.25
1602-288	16 02 06.80	-28 51 04.00	2.77	0.17
1827-360	18 27 36.84	-36 04 37.90	6.91	0.24
1938-155	19 38 24.48	-15 31 34.20	6.91	0.31
1954-552	19 54 19.70	-55 17 40.00	6.31	0.18
2053-201	20 53 12.00	-20 07 50.00	2.81	0.30
2152-699	21 52 01.60	-69 55 46.00	29.48	0.38
2211-172	22 11 42.60	-17 16 39.00	9.16	0.23
2356-612	23 56 24.30	-61 11 40.00	23.50	0.25

## VI. RESULTADOS

La Tabla III contiene los datos observacionales para 243 objetos extragalácticos identificados como QSO que fueron seleccionados del catálogo de Veron-Veron. La zona observada abarca desde 00hs hasta 05hs 58m (inclusive) para la ascensión recta y desde  $-9.5^{\circ}$  hasta  $-90^{\circ}$  en declinación.

T A E L A E

SOURCE R. A. DEC. 408 RMS 1410 E ALPHA 2700 ALPHA 5009 ALPHA C EL RS HV H200  
 (1950.0) (1950.0) MHZ 74/21 MHZ 21/11 MHZ 11/6  
 h m s s.s dd ' .

0000-398 0 00 30.0 -39 49 06 UNID HI 2.927 19.8 -25.6  
 CII  
 CIV  
 NV  
 OI  
 OVI  
 SiIV

0000-177 0 00 48.0 -17 43 54 6.51 .27 2.29 .19 -0.84 1.37 -0.79 .95 -0.59 -0.25 HeII 1.465 19.0 -26.6  
 CIII  
 CIV  
 NII  
 HeII

0002-478 0 2 3.1 -47 53 6 .63 0.36 .55 -0.22 19.0  
 0005-239 0 5 27.8 -23 56 6 .58 -0.13 .53 -0.13 16.5 -29.0

CII 1.410  
 CIII  
 --CIV--  
 MSII  
 ARIV

0008-300 0 8 13.6 -30 1 46 .38 -0.26 .27 -0.55 18.0  
 0008-264 0 8 29.1 -26 29 16 .67 0.61 .81 0.31 19.0 -25.6  
 0010-840 0 10 3.4 -84 1 46 .09 -2.37 17.0  
 0010-408 0 10 9.6 -40 50 16 .31 -0.74 .23 -0.48 18.0 -27.6

CIII 1.50  
 CIV

0012-184 0 12 29.9 -18 29 28 .48 -0.88 .42 -0.22 20.0  
 0013-147 0 13 46.5 -14 46 45 2.98 .10 .42 -1.04 .25 -0.84 -0.20 17.0  
 0017-307 0 17 11.8 -30 47 56 .34 -0.43 .33 -0.05 19.0

0017-490 0 17 55.3 -49 3 46 .53 -0.93 .35 -0.67 -0.06 19.0  
 0020-521 0 20 6.1 -52 9 58 .26 -0.62 .20 -0.42 16.5

0022-297 0 22 1.0 -25 45 30 7.83 .34 2.79 .16 -0.83 1.63 -0.79 -0.04 20.0

0024-495 0 24 15.2 -49 35 30 2.80 .09 1.19 .13 -0.69 .66 -0.91 .45 -0.62 -0.07 19.0  
 0027-426 0 27 52.1 -42 41 25 .42 -0.27 .43 0.04 19.0 -26.9

CIII 1.66  
 CIV

0028-549 0 28 11.2 -54 54 12 2.27 .08 .71 .12 -0.94 .36 -1.05 .19 -1.03 0.05 18.0  
 0029-414 0 29 1.3 -41 24 39 .23 -1.31 .21 -0.15 17.8 -26.2

CIII .896  
 CIII  
 MSV





0049-393	0	49	30.0	-39	22	0	UNR				2.845	17.9	-29.5					
											HI							
											HeII							
											CIV							
											NU							
											OI							
											OVI							
											SiIV							
0056-172	0	56	36.8	-17	16	51	6.21	.19	1.72	.14	-1.04	.80	-1.18	.11	-1.09	0.04	17.0	
0056-572	0	56	38.6	-57	15	22			.76	.16		.77	0.02	1.07	0.53		18.0	
0057-531	0	57	12.4	-52	9	50	1.52	.04	.55	.13	-0.82	.29	-0.99	.21	-0.52	-0.30	18.0	
0057-819	0	57	20.4	-81	57	2	1.53	.08	.58	.20	-0.78	.20	-1.64				18.0	
0059-628	0	59	15.3	-62	49	30			.42*	.14		.28	-0.62	.25	-0.18		20.0	
0100-270	1	0	31.9	-27	2	52			UND			.26		.24	-0.13		17.5	
												HeII	1.597				-28.3	
												CIII						
												CIV						
0101-76	1	0	55.3	-76	2	56			.65	.13		.13	-0.64	.55	0.40		1.017	17.9
0102-335	1	2	17.4	-33	30	50	1.43	.08	.52	.16	-0.82	.24	-1.19				0.38	19.3
																		-22.7
0102-245	1	2	32.9	-24	32	34			UND			.24		.22	-0.14			18.0
0104-275	1	4	2.1	-27	34	14			UND			.29						2.492
																		19.0
0104-408	1	4	27.6	-40	50	22			1.04	.19		.57	-0.93	.85	0.65			19.0
0106-233	1	6	37.6	-23	23	28	1.13	.05	UND			.25		.15	-0.83			19.5
0107-610	1	7	16.7	-61	5	57			.44	.18		.28	-0.70	.37	0.45			19.0
0110-842	1	9	41.9	-84	17	39			.70*	.12		.12	-2.71					17.5
0110-668	1	10	52.7	-66	50	38			.39	.12		.34	-0.85					16.0
0111-537	1	11	17.4	-53	45	44	2.00	.07	.88	.16	-0.66	.43	-1.10	.24	-0.81	0.15		19.5
0111-256	1	11	19.1	-25	39	51	.98	.04	.50	.14	-0.54	.26	-1.01	.33	-0.20	-0.34		19.5



0125-143	1 25	3.0	-14 18 42	7.43	.30	2.50	.18	-0.68	1.48	-0.61	.82	-0.96	0.08			20.0
0127-325	1 27	16.2	-32 34 59	.90	.05	UND			.23		.14	-0.80				18.5
0127-813	1 27	18.4	-81 23 52	2.38	.12	1.15	.18	-0.59	.45	-1.44	.30	-0.66	0.07			17.0
0130-171	1 30	17.0	-17 10 24	1.27	.05	.83	.16	-0.34	.99	0.27	.97	-0.03	-0.31	CIII	1.020	18.4 -26.0
														MSII		
0131-522	1 31	6.0	-52 15 27	.88	.05	1.12	.13	0.19	1.09	-0.04	1.18	0.13	0.06			19.0
0132-097	1 32	7.0	- 9 46 22			UND			1.19		.85	-0.54				20.0
0133-203	1 33	14.1	-20 23 59	.84	.03	.53	.19	-0.37	.68	0.38	.63	-0.12	-0.25	CIII	1.141	18.4 -26.4
														CIV		
														MSII		
0135-247	1 35	14.6	-24 46 5	2.20	.08	1.42	.18	-0.35	1.37	-0.06	1.65	0.30	-0.65	CIII	0.831	17.3 -26.5
														MSII		
0136-231	1 36	35.4	-23 10 0	1.30	.06	.47	.17	-0.82	.33	-0.54	.28	-0.27	-0.55	HI	1.893	18.0 -26.3
														CIII		
														CIV		
														NV		
														OIV		
														SIV		
0139-174	1 39	58.5	-17 29 43			UND			.22							19.0
0142-278	1 42	45.4	-27 48 43	1.01	.07	1.06	.13	0.04	.82	-0.40	.90	0.15	-0.11	CIII	1.157	19.0 -25.9
														CIV		
														MSII		





0215-167	2 15 33.0	-16 44 59	2.20	.08	.87	.16	-0.75	.48	-0.92			0.516	19.5	-23.3	HI
															HeI
															OII
															OIII
															NeIII
															NeV
															MSII
0217-189	2 17 0.4	-18 56 18			.49	.16		.40	-0.31			.46	0.23		19.5
0218-220	2 18 16.8	-22 4 55			UND			.22				.21	-0.08		18.5
0219-637	2 19 37.8	-63 44 1			UND			.51				.46	-0.17		18.5
0219-474	2 19 37.2	-47 26 39	1.33	.05	0.46*	.25	-0.86	.33	-0.51			.31	-0.10	-0.76	18.0
0219-164	2 19 38.3	-16 28 55	1.00	.07	.48	.14	-0.59	.33	-0.58			.38	0.23	-0.82	19.0
0221-171	2 21 22.6	-17 10 13			UND			.22				.23	0.07		19.5
0222-234	2 22 46.0	-23 26 12	5.44	.14	2.08	.16	-0.78	1.27	-0.76			.78	-0.79	0.01	18.0
0226-559	2 26 47.1	-55 59 23			UND*			.43				.45	0.07		19.0
0227-369	2 27 24.9	-36 57 15			UND			.25							19.0
0228-399	2 28 56.8	-39 57 17	3.09	.08	1.28	.17	-0.71	.56	-1.27			.32	-0.91	0.20	18.0
0230-335	2 30 17.1	-33 58 33			UND			.15							18.5
0230-790	2 30 27.7	-79 0 49			.87	.13		.57	-0.65			.77	0.49		
0234-301	2 34 22.0	-30 6 52			UND			.42				.53	0.38		
															HI
															CII
															CIV
															NeV
															OI
															OIV
															SiIV
0235-618	2 35 37.8	-61 19 14	.82	.06	.64	.16	-0.18	.58	-0.28			.59	0.11	-0.29	18.5

0237-233	2	37	53.0	-23	22	0	3.67	.11	6.68x	.13	0.48	4.90	-0.48	3.16	-0.71	1.19	HI	2.224	16.6	-29.9
																	HeII			
																	CII			
																	CIII			
																	CIV			
																	NU			
																	OI			
																	OIII			
																	OIV			
																	SiIII			
																	SiIV			
0244-452	2	44	4.5	-45	12	13	2.82	.09	1.51	.13	-0.50	.91	-0.78	.64	-0.57	0.07	HI	2.201	17.1	-29.4
0244-470	2	44	13.5	-47	3	50	1.84	.06	.78	.13	-0.69	.73	-0.10	.59	-0.34	-0.35	HeII			
0244-128	2	44	34.7	-12	19	2		UND				.32		.32	0.00		CIII			
																	CIV			
																	NU			
																	OIV			
																	SiIV			
0245-167	2	45	47.3	-16	44	15	1.11	.05	.45	.17	-0.73	.34	-0.43	.32	-0.10	-0.63	HeII			
0246-150	2	46	31.7	-15	0	19	1.68	.09	.64	.14	-0.78	.28	-1.27	.19	-0.67	-0.15	CIII			
0248-266	2	48	24.5	-26	40	17		UND				.21		.28	0.47		CIV			
0248-412	2	48	50.5	-41	15	49		.50	.15			.23	-1.20				NU			
0250-602	2	50	11.4	-60	12	23		1.62	.14			.28	-2.70	.32	0.22		OIV			
0251-675	2	51	11.3	-67	30	15	4.85	.15	1.58	.12	-0.90	.56	-1.60	.31	-0.96	0.06	CIII	1.002	17.5	-26.9
																	HeIII			
																	HeIII			







0348-120	3 48	49.9	-12 2 11		.60	.15		.50	-0.28	.54	0.12		1.320	19.0	-26.7		
0349-146	3 49	9.3	-14 38 7	9.33	.39	2.81	.18	-0.99	1.43	-1.04	.81	-0.92	-0.07	MeV	0.614	16.2	-27.0
														MsII			
0350-518	3 50	6.2	-31 51 48	1.43	.05	.62	.13	-0.67	.36	-0.84	.41	0.21	-0.88		20.0		
0352-164	3 52	7.9	-16 23 8			UND			.40		.40	0.00		CIII	1.187	18.0	-26.9
														MsII			
0352-255	3 52	59.9	-25 31 9			UND		.18							19.5		
0353-483	3 53	52.6	-48 20 50			UND		.61		.57	-0.11			CIII	1.016	16.4	-28.1
														MsII			
														AtIV			
0358-442	3 58	49.7	-44 15 0			UND		.15							18.0		
0402-362	4 2	2.2	-36 13 16	1.19	.08	.91	.19	-0.22	1.04	0.21	1.39	0.47	-0.69	CIII	1.417	17.2	-28.3
														CIV			
0403-132A	4 3	14.0	-13 16 18	6.70	.17	4.22	.17	-0.37	3.15	-0.45	3.24	0.05	-0.42	OII	0.571	17.1	-25.9
														MeV			
														MsII			
0403-132B	4 3	35.7	-13 15 6	.79	.05	UND*											
0403-179	4 3	57.4	-17 58 0					.38		.32	-0.28				1.64	19.0	-26.9
0405-385	4 5	11.4	-28 34 14	.77	.06	.19	.13	-0.36	1.02	1.13	1.06	0.06	-0.42	HI	2.04	18.0	-28.5
														CIV			
														NU			
														OIV			
														SIV			
0405-123	4 5	27.4	-12 19 34	8.17	.33	3.02	.21	-0.80	2.35	-0.39	1.99	-0.27	-0.33	HI	6.574	14.6	-28.4
														MsII			

0406-127	4	6	45.8	-12	46	43	UND†	.57	.61	0.05	CIII	1.563	19.0	-26.6			
											CIV						
											OIV						
											SIIV						
0406-180	4	6	52.1	-18	5	1	5.60	.12	2.17	.18	-0.76	1.30	-0.79	.85	-0.69	-0.07	19.0
0407-199	4	7	28.1	-19	55	50	UND							1.986	18.5	-27.9	
											HI						
											CIV						
											OIV						
											SIIV						
0408-65	4	7	58.1	-65	52	49	51.14	1.72	15.45	.33	-0.97	6.50	-1.33	3.28	-1.11	0.14	18.0
0410-519	4	10	18.9	-51	59	3	UND					.48		.59	0.33		18.0
0411-789	4	11	0.0	-78	54	0	UND										
0413-296	4	13	8.6	-29	36	33	3.71	.13	1.03	.15	-1.03	.56	-0.94	.30	-1.01	-0.02	19.0
0413-21	4	13	53.6	-21	3	51	7.30	.18	2.93	.18	-0.74	1.79	-0.76	1.36	-0.44	-0.30	18.5
														0.807	18.5	-25.3	
											CIII						
											MSII						
0414-189	4	14	23.5	-18	58	33	1.00	.05	.61	.19	-0.40	1.18	1.02	1.31	0.17	-0.57	18.5
											HeII	1.536	18.5	-27.2			
											CIII						
											CIV						
											NeV						
											MSII						
											MSV						
0415-200	4	15	6.4	-20	2	10	UND							0.604	19.5	-23.7	
											HI						
											CII						
											OIII						
											NeV						
											MSII						
											MSV						



0435-300	4 35	39.0	-30	0	3	2.76	.13	.82	.20	-0.98	.78	-0.08	.59	-0.45	-0.53	CIII	1.328	17.5	-27.6
																CIV			
																MIII			
0435-283	4 35	48.2	-28	19	39	.85	.05	.82	.16	-0.03	.38	-1.18	.29	-0.44	0.41			20.5	
0436-129	4 36	15.5	-12	56	50	.66	.18	.66	.18		.40	-0.77	.43	0.12		CIII	1.277	19.0	-26.2
																CIV			
0437-244	4 37	4.3	-24	27	51	1.28	.06	.46	.13	-0.83	.22	-1.14	.15	-0.62	-0.21			18.0	
0437-65	4 37	50.7	-65	4	57	1.50	.14	1.50	.14		.70	-1.17	.30	-1.37				18.5	
0438-136	4 38	43.1	-43	38	52	8.12	.25	5.09	.19	-0.38	6.50	0.38	7.00	0.12	-0.50	HI	2.952	18.8	-26.8
																CIV			
																OIV			
																SIV			
0439-133	4 39	41.6	-43	19	9	UND		UND			.32		.30	-0.10		HI	0.593	16.4	-26.7
																MIII			
0440-285	4 40	38.0	-28	31	6	UND		UND			.34		.45	0.45			0.63	19.0	-24.3
0440-520	4 40	45.7	-52	0	27	UND		UND			.32		.32	0.05				17.5	
0443-59	4 43	27.6	-57	30	22	3.78	.12	1.24	.20	-0.90	.71	-0.86	.31	-1.34	0.44			18.5	
0443-387	4 43	29.9	-38	44	4	2.11	.11	.92	.13	-0.67	.32	-1.63						17.5	
0446-212	4 46	8.4	-21	14	53	.69	.18	.69	.18		.29	-1.33	.28	-0.06				19.5	
0446-208	4 46	49.2	-20	49	56	.76	.06	1.11	.18	0.31						HI	1.896	17.0	-29.3
																CIII			
																CIV			
																NIV			
																MV			
																OIV			
																SIV			

0446-175	4	46	50.8	-17	34	29	1.20	.08	.87	.24	-0.26	.24	-1.98	.17	-0.38	0.12			
0447-100	4	47	12.2	-10	2	12	2.71	.07	.71	.19	-1.08	.33	-1.09	.18	-1.08	0.00			16.0 19.5
0448-392	4	47	59.6	-39	16	13			.47	.14	.89	0.98	0.89	0.00	0.00				CIII 1.288 CIV NII MSII
0450-169	4	50	27.8	-46	58	15			UND		.69	.58	-0.28						19.6
0450-221	4	50	36.9	-22	6	14	3.23	.09	1.09	.16	-0.88	.42	-1.47	.26	-0.78	-0.10			NeIII 0.898 MSII
0451-282	4	51	15.0	-28	12	36	2.14	.11	3.28	.26	0.34	2.38	-0.49	2.50	0.08	0.26			HI 2.560 CII CIV NV OI OIV OVI SIII SIV
0452-511	4	52	23.8	-51	35	10	3.55	.08	1.26	.13	-0.17	.43	-1.61	.22	-0.81	0.64			15.6
0454-229	4	54	2.2	-22	3	56	4.73	.15	1.97	.18	-0.74	1.32	-0.57	.90	-0.67	-0.07			MSII 0.534 MSV
0454-463	4	54	24.1	-46	20	39	4.25	.13	2.19	.22	-0.53	2.36	0.12	2.88	0.32	-0.85			CII 0.858 NV MSII
0454-234	4	54	54.2	-23	29	28			1.66	.18	1.76	0.09	2.00	0.21					1.009 18.5 17.5
0455-404	4	55	49.0	-40	29	54	2.25	.08	1.45	.24	-0.35	.56	-1.46	.36	-0.71	0.36			19.0 19.5
0502-696	5	2	20.4	-69	36	06	2.76	.07	.92	.23	-0.89	.28	-1.63						19.0 19.5
0503-608	5	3	24.3	-60	52	56			UND		.58	.74	0.39						

0506-612	5	6	9.8	-61	13	40	3.03	.16	2.74	.18	-0.49	1.89	-0.57	2.05	0.13	-0.62	CIII	1.093	16.9	-27.8
																	NeV			
																	MSII			
0508-187	5	8	21.7	-18	42	30	4.96	.13	.68	.17	-1.60			.11					18.5	
0508-220	5	8	53.5	-22	5	0	5.10	.14	1.70	.23	-0.89								18.5	
0509-573	5	9	26.9	-37	23	17	5.12	.82	1.64	.12	-0.92	.97	-0.81	.62	-0.72	-0.20			18.5	
0511-220	5	11	41.7	-22	2	36			1.09	.18		1.21	0.16	1.27	0.08				19.5	
0514-161	5	14	1.1	-16	6	22	2.12	.11	1.74	.15	-0.43	.80	-0.67	.76	-0.08	-0.35	CIII	1.278	17.0	-28.2
																	CIV			
																	NeV			
																	MSII			
																	MSV			
0514-459	5	14	19.7	-45	59	54	1.80	.06	52.974	.79	2.73	1.29	-5.72	.79	-0.79	3.52			17.5	
0521-365	5	21	13.7	-36	30	12	36.08	1.56	16.48	.29	-0.63	12.50	-0.43	9.23	-0.49	-0.14		0.061	14.6	-23.2
0522-611	5	22	0.5	-61	10	41	.78	.05	1.12	.17	0.29	.71	-0.70	.67	-0.09	0.38	CIII	1.400	18.1	-27.4
																	CIV			
0524-433	5	24	23.0	-43	20	43	.81	.06	UND			.29		.27	-0.12				12.0	
0524-485	5	24	56.8	-48	33	5			.71	.15		.45	-0.70	.48	0.10				20.0	
0528-250	5	28	4.6	-25	5	20			1.32	.16		1.32	0.00	1.13	-0.25		CIII	2.765	17.3	-29.9
																	CIV			
																	SIV			
0534-611	5	34	2.0	-61	7	53			1.09	.14		.42	-1.47	.47	0.18				19.5	
0534-201	5	34	12.9	-20	7	19			UND								CIII	0.995	19.4	-24.9
																	MSII			
0537-158	5	37	17.1	-15	52	4	.78	.06	.50	.13	-0.36	.63	0.36	.61	-0.05	-0.31	LVB	0.947	18.0	-26.2
																	HI			
																	JIII			
																	CIV			
																	MSV			

NO

Bol. Asoc. Arg. de Astr.

	M312																			
0537-286	5	37	54.7	-28	41	41	.75	.05	1.08	.15	0.29	.74	-0.58	.99	0.47	-0.18	LVB	3.119	20.0	-27.3
																	HI			
																	CIV			
																	NV			
																	OIV			
																	OVI			
																	SIII			
0539-530	5	39	20.3	-53	5	12	2.13	.08	1.20	.14	-0.46	.64	-0.97	.49	-0.43	-0.03			19.5	
0542-255	5	42	36.8	-25	33	33	.79	.04	UND										18.0	
0548-322	5	48	50.3	-32	16	56	1.25	.13	.62	.16	-0.57	.52	-1.02					0.069	15.5	-22.6
0549-575	5	49	22.3	-57	33	11			UND			.35		.41	0.26				19.5	
0549-213	5	49	50.6	-21	20	30	1.70	.05	.64	.17	-0.79						HI	2.245	20.5	-26.1
																	HeII			
																	CII			
																	CIII			
																	CIV			
																	NI			
																	NI			
																	NI			
																	NI			
																	NI			
0553-205	5	53	10.0	-20	30	17			UND								HeII	1.544	19.9...	-25.6
																	CIII			
																	CIV			
																	OIV			
																	SIII			
0555-377	5	55	11.8	-37	43	36	1.95	.09	.52	.15	-1.07	.52	-0.75	.17	-1.02	-0.05			18.0	
0557-16	5	57	27.1	-16	32	18	2.16	.11	1.08	.19	-0.56						CIII	1.240	18.3	-26.8
																	M312			



"A Catalogue of Quasars and Active Nuclei" (3rd. edition) de Veron-Veron (1987).

**Columna 16:** magnitud visual  $M_V$  obtenida y actualizada con datos de las publicaciones mencionadas anteriormente.

**Columna 17:** datos sobre magnitud absoluta  $M_{abs}$  extraídos de Veron-Veron (1984, 1985).

## VII. PROCEDIMIENTO

En la Tabla III hemos empleado datos observacionales en otras frecuencias que fueron obtenidos por los observatorios de Molonglo (408 MHz) y Parkes (2700 MHz y 5009 MHz). Para que tenga validez el estudio comparativo de estos datos hemos referido las densidades de flujo al espectro de Hydra A dado por Wills (1975) y obtuvimos:

$$\begin{aligned} S(\text{Mol. } 408) / S(\text{Wills}_{408}) &= 1.06 \\ S(\text{Par. } 2700) / S(\text{Wills}_{2700}) &= 0.99 \\ S(\text{Par. } 5009) / S(\text{Wills}_{5009}) &= 0.97 \end{aligned}$$

Todos los factores han resultado muy próximos a la unidad, por lo tanto admitimos la validez de la comparación.

Los índices espectrales que aparecen en la Tabla III han sido obtenidos mediante la aplicación de la siguiente expresión:

$$\alpha \approx \frac{1}{2} \frac{\text{Log} (S_{v_1} / S_{v_2})}{\text{Log} (v_1 / v_2)}$$

S: densidad de flujo a diferentes frecuencias ( $S \propto v^\alpha$ );  
 $v_1, v_2$ : rango de frecuencias empleado.

La columna 13 de la Tabla III contiene las curvaturas espectrales para los cuasares detectados en las cuatro frecuencias. La expresión de C es la siguiente:

$$C = \alpha_{21}^{74} - \alpha_6^{11}$$

En columnas 9 y 11 se listan las densidades de flujo obtenidas en 2700 MHz y 5009 MHz por el Observatorio de Parkes. El error de los valores publicados se debe calcular según la expresión de J.V. Wall (1976) como:

$$\epsilon = \sqrt{(.02)^2 + (.03 S)^2} \text{ Jy.}$$

donde S es la densidad de flujo para cada objeto.

**Nota:** Continuamos observando la Fuente 0514-459 para determinar la naturaleza de un flujo tan alto.

#### AGRADECIMIENTOS

Al Sr. Julio Mazzaro, miembro del Personal Técnico del IAR, por haber realizado la mayor parte de las observaciones requeridas en este survey. A los Dres. R. Altschuler, Jorge Sahade y C. Jaschek, gracias a cuya colaboración desinteresada hemos podido llevar adelante este trabajo. Al Centre de Données Stellaires (Strasbourg Observatory), desde donde nos fue donada una versión grabada del "Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources". Al Dr. M.P. Veron-Cetty, a quien agradecemos especialmente por habernos hecho

llegar una versión del "A Catalogue of Extragalactic Radio Source Identification. Second Edition" (1983), cuando aún no había sido publicado.

## REFERENCIAS

- Barbieri, C.; Capaccioli, M.; Cristiani, S.; Nardon, N. y Quizzolo, A. 1982, *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 53, 1.
- Cersósimo, J.C. y Loisseau, N. 1982, Informe Interno del Instituto Argentino de Radioastronomía.
- Downes, A.J.B.; Longair, M.S. y Perryman, M.A.C. 1981, *Mon. Notices Roy. Astron. Soc.* 197, 593.
- Hewitt, A. y Burbidge, G. 1987, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 63, 1.
- Kapahi, V.K. 1981, *Astron. Astrophys. Suppl.* 43, 881.
- Kapahi, V.K. y Kulkarni, V.K. 1986, *Astronomy and Astrophysics* (in press).
- Kellerman, K. 1986, "Radio Emission from Optically Selected QSO s". Preprint del NRAO.
- Kesteven, M.J.L.; Bridle, A.H. y Brandie, G.W. 1976, *Astron. J.* 81, 919.
- Large, M.J.; Mills, B.J.; Little, A.G.; Crawford, D.F. y Sutton, J.M. 1981, *Mon. Notices Roy. Astron. Soc.* 194, 693.
- Peacock, J.A. y Wall, J.V. 1981, *Mon. Notices Roy. Astron. Soc.* 194, 331.
- Quiniento, Z.M. 1984, Comunicación Interna del Ins. Argentino de Radioastronomía.
- Veron-Cetty, M.P. y Veron, P. 1983, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 53, 219.

- Veron-Cetty, M.F. y Veron, P. 1984, Scientific Report N° 1.  
Veron-Cetty, M.P. y Veron, P. 1985, Scientific Report N° 4.  
Veron-Cetty, M.P. y Veron, P. 1987, Scientific Report N° 5.  
Well, J.V.; Bolton, J.G.; Wright, A.E.; Savage, A. y Hagen,  
J. Vander. 1976, Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl.  
39, 1.  
Wills, B.J. 1975, Aust. J. Phys. Astrophys. Suppl. 38, 1.

POLARIMETRO PARA OBSERVACIONES EN EL CONTINUO EN 1435 MHz  
CON LA ANTENA N<sup>o</sup> 2 DEL IAR

POLARIMETER FOR OBSERVATIONS IN THE CONTINUUM AT 1435 MHz  
WITH THE N<sup>o</sup> 2 ANTENNA OF THE IAR

A.J. Bava, R.F. Colomb, E.M. Filloy, E.E. Hurrell,  
J.J. Larrarte, N. Loiseau, J.C. Olalde, A.J. Sanz  
y J.C. Testori

Instituto Argentino de Radioastronomía

RESUMEN: Está en curso de realización en el IAR un relevamiento del hemisferio Sur en el continuo en 1435 Mhz. Para tal propósito se habilitó la Antena N<sup>o</sup> 2 del IAR, diseñándose un Polarímetro que obtiene los cuatro parámetros de Stokes simultáneamente. Trátase de un receptor que descompone la radiación incidente en componentes de polarización circular izquierda y derecha. La detección de la energía en cada canal más los productos seno y coseno de los mismos suministran las salidas mencionadas. Las cuatro señales son demoduladas y procesadas en una microcomputadora Commodore 64 e IBM respectivamente. El procesamiento final se hará en el Max Planck Institute für Radioastronomie con quienes se realiza este trabajo en colaboración. Se describe en el presente trabajo las distintas secciones del radiómetro.

ABSTRACT: We are engaged, at the IAR, in a survey of the continuum at 1435 MHz in the southern hemisphere. We put into operation the second antenna at the IAR and we designed

a polarimeter to measure simultaneously the four Stokes parameters. It is based in a receptor which decomposed the incident radiation into polarizations components (circular, left and right). The energy detection in each channel plus the sine and cosine products give the output. The four signals are demodulated and processed using a Commodore 64 computer and an IBM respectively. The final process will be done at MPI.

NUBES DE ALTA VELOCIDAD: MODELO PARA EXPLICAR SU  
DISTRIBUCION ESPACIAL

HIGH VELOCITY CLOUDS: A MODEL TO EXPLAIN THEIR SPATIAL  
DISTRIBUTION

E. Bajaja, R. Morras y W.G.L. Poppel

Instituto Argentino de Radioastronomía

RESUMEN: Se analizan asimetrías en la distribución de Nubes de Alta Velocidad. Algunas de ellas pueden explicarse suponiendo que están distribuidas sobre una esfera, cayendo hacia el centro con una velocidad  $V_i$  que sería medida por un observador en el centro y moviéndose con una cierta velocidad  $V_p$ , en una dirección  $l_p, b_p$ . A partir de sucesivos ajustes a los parámetros observacionales se derivan:  $V_i = -75$  km/seg,  $V_p = 385 \pm 5$  km/seg,  $l_p = 110^\circ \pm 5^\circ$ ,  $b_p = 10^\circ \pm 5^\circ$ . La principal conclusión es que una serie de N.A.V. pueden ser interpretadas como nubes de gas cayendo hacia el centro del grupo local de galaxias.

ABSTRACT: We analyzed the asymmetries in the distribution of High Velocity Clouds. Some of the asymmetries may be explained with the supposition that they are distributed on a sphere and that they are falling to its center with a

velocity  $V_i$  which can be measured by an observer at the center of the sphere and moving with a velocity  $V_p$  in the direction  $l_p, b_p$ . Adjusting the observational parameters we derive:  $V_i = -75$  km/sec;  $V_p = 385 \pm 5$  km/sec,  $l_p = 110^\circ \pm 5^\circ$  and  $b_p = 10^\circ \pm 5^\circ$ . The conclusion is that a sample of High Velocity Clouds can be interpreted as gas clouds falling to the center of the local group of galaxies.



OBSERVACIONES DEL HI INTERGALACTICO EN GRUPOS DE GALAXIAS  
AUSTRALES

OBSERVATIONS OF INTERGALACTIC HI IN GROUPS OF SOUTHERN  
GALAXIES

M.C. Martín

Instituto Argentino de Radioastronomía

RESUMEN: Se ha comenzado un programa de búsqueda de HI en el medio intergaláctico en dirección de dos grupos de galaxias: NGC 5128 y NGC 6300. En el hemisferio sur, a excepción del grupo Sculptor, no existen búsquedas sistemáticas en el tema. La masa mínima detectable (considerando un ancho de perfil estimado de  $35 \text{ km s}^{-1}$  y un nivel de detección de 3 r.m.s.) es de  $2.3 \cdot 10^6 (D/\text{Mpc})^2 M_{\odot}$ , lo cual nos daría para el HI intergaláctico en estos grupos, una masa mínima detectable de  $5.8 \cdot 10^7 M_{\odot}$  para NGC 5128 ( $D=5 \text{ Mpc}$ ) y  $5.2 \cdot 10^8 M_{\odot}$  para el grupo NGC 6300 ( $D=15 \text{ Mpc}$ ). Estas masas límites son del orden de los límites encontrados en búsquedas del HI intergaláctico en grupos de galaxias del hemisferio norte, y aún estos valores límites son bastante inferiores al de la gran masa de hidrógeno neutro ( $\sim 3 \cdot 10^9 M_{\odot}$ ) estimada para la nube gigante de HI encontrada en el grupo M96.

ABSTRACT: We started a program for searching HI in the intergalactic medium and in the direction to two groups of galaxies: NGC 5128 and NGC 6300. The minimum detectable mass in each group will be  $5.8 \times 10^7$  and  $5.2 \times 10^8$  solar masses respectively.

## SETI EN ARGENTINA

## SETI IN ARGENTINE

F.R. Colomb<sup>1</sup>, M.C. Martín<sup>1</sup> y G.A. Lemarchand<sup>2</sup>

1 Instituto Argentino de Radioastronomía

2 Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y  
Naturales de la Universidad de Buenos Aires

RESUMEN: El programa internacional de SETI (Search for Extra-Terrestrial Intelligent) viene desarrollándose hace tiempo en diferentes observatorios del hemisferio norte, siendo muy escasas las observaciones realizadas hasta el momento en el hemisferio sur (sólo 4 búsquedas independientes en Australia). Debido a este hecho, al interés alcanzado por los autores de este trabajo y al interés manifestado por la comunidad astronómica en el desarrollo de este tema en el hemisferio austral, decidimos comenzar una serie de observaciones en estrellas previamente seleccionadas, en la línea de 21 y 18 cm, con el radiotelescopio del Instituto. En este informe presentamos los resultados observacionales de 34 de las 89 estrellas seleccionadas, observadas en la línea de HI, y una búsqueda parásita en los datos disponibles de las observaciones realizadas durante el año 1986 en dirección del cometa Halley, en línea de OH.

ABSTRACT: The SETI program has been initiated in the southern hemisphere with a series of observations of stars, previously selected, in 21 cm and 18 cm with the radiotelescope of the IAR. We present the results of the observations for 34 stars from the 89 selected, in the HI line.

OBSERVACIONES SIMULTANEAS EN OPTICA Y EN RADIO DE LOS  
OBJETOS BL LACERTAE PKS 0521-36 Y PKS 0537-441.

SIMULTANEOUS OBSERVATIONS IN THE OPTICAL AND RADIO DOMAIN OF  
THE BL LACERTAE OBJECTS: PKS 0521-36 AND PKS 0537-441.

J.C. Testori<sup>1</sup>, H.G. Luna<sup>1,2</sup> y F.R. Colomb<sup>1</sup>

1 Instituto Argentino de Radioastronomía

2 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

RESUMEN: Durante una semana se realizaron observaciones simultáneas con el receptor polarimétrico de la antena N<sup>o</sup> 2 del IAR y el fotopolarímetro VATPOL instalado en el telescopio de 215 cm del Complejo Astronómico El Leoncito. Se comparan los resultados obtenidos en óptico y en radio.

ABSTRACT: During one week we observed simultaneously with the polarimetric receptor of the IAR and the photopolarimeter (VATPOL) attached to the 2.1m telescope at El Leoncito both objects. We discuss and compare the results.

**REGIONES H I I**



ESTADISTICAS DE POSICIONES DE REGIONES HII COMO INDICADORES  
DE DISTANCIAS

STATISTICS OF POSITIONS OF HII REGIONS AS DISTANCE  
INDICATORS

R.F. Sisteró

OAC

RESUMEN: Se presenta un nuevo indicador de distancias basado en la estadística de posiciones (distancias) de objetos en galaxias espirales. El método es aplicado a regiones H II de una muestra de galaxias mostrándose que puede contribuir ventajosamente en el establecimiento de una escala de distancias bien dentro del flujo de Hubble, aún quizás hasta el cúmulo de Coma. Con una aplicación a una muestra reducida de objetos de campo, basada en una calibración de tres objetos en cúmulos, se determinó la constante de Hubble  $H = 50.0 \pm 8.6$  p.e km/s/Mpc.

ABSTRACT: We present a new distance indicator based on the statistic of the positions of HII regions for a sample of galaxies. It is shown that this distance indicator may contribute, with advantage, in to establish a distance scale inside the Hubble domain and perhaps inside Coma cluster. We derive the Hubble constant as  $50.0$  km/sec.





# **SISTEMAS BINARIOS**



**ANALISIS FOTOMETRICO DE LA BINARIA TEMPRANA DE CONTACTO  
V593 CENTAURI**

**PHOTOMETRIC ANALYSIS OF THE EARLY-TYPE CONTACT BINARY  
V593 CENTAURI**

E. Lapasset, M. Gómez y J.J. Clariá

OAC y CONICET

**RESUMEN:** Las curvas de luz UBV de la binaria temprana de contacto V593 Cen son analizadas mediante el método computacional de Wilson y Devinney. Se presentan varias soluciones para valores de la relación de masas comprendidos entre 0.60 y 1.90, todas las cuales reproducen satisfactoriamente las observaciones. Sin embargo, los restantes parámetros fotométricos y, en particular, el grado de sobrecontacto, la relación de temperaturas y la inclinación orbital, quedan determinados. Se discute la causa de la falta de definición fotométrica de la razón de masas de este sistema.

**ABSTRACT:** The UBV light curves of the early-type contact binary V593 Cen are analysed by means of the computational method of Wilson and Devinney. Different solutions, corresponding to values of the mass-ratio between 0.60 and 1.90, are presented. All them fit the observed data correctly. The remaining photometric parameters and,

particularly, the percentage of overcontact, the difference of temperature between the components and the orbital inclination, are well defined. The cause of the photometric indetermination of the system mass-ratio is shortly discussed.

## INTRODUCCION

V593 Centauri es una binaria de corto periodo ( $P=0.7553593$  días) y tipo espectral B5 de secuencia principal. Sus curvas de luz UBV (figura 1) fueron obtenidas en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre y constan de un total de 1165 observaciones en cada banda. Las características de estas curvas indican que se trata de un sistema virtualmente en contacto y con componentes térmicamente acopladas. Este sistema es miembro del grupo de las binarias tempranas de contacto (Leung, 1979; Wilson y Rafert, 1981; Lapasset y otros, 1986).

En este trabajo se presenta un análisis fotométrico preliminar de V593 Cen y los resultados obtenidos. En un futuro próximo se espera complementar el estudio de este sistema en base a datos espectroscópicos.

## ANALISIS DE LAS CURVAS DE LUZ

Las curvas de luz del sistema fueron analizadas utilizando el modo 3 del método de Wilson y Devinney (1971, 1973) ya que éste es el modo apropiado para configuraciones de contacto (Leung y Wilson, 1977). Se fijaron 9 valores iniciales ( $q^0$ ) de la relación de masas del sistema comprendidos entre 0.60 y 1.90. Valores de "q" no comprendidos en este rango no son compatibles con la profundidad de los mínimos y

con el carácter de eclipses parciales de las curvas de luz observadas. Para cada uno de estos valores de "q" se buscaron soluciones iniciales (programa LC) que luego fueron ajustadas mediante correcciones diferenciales sucesivas (programa DC).

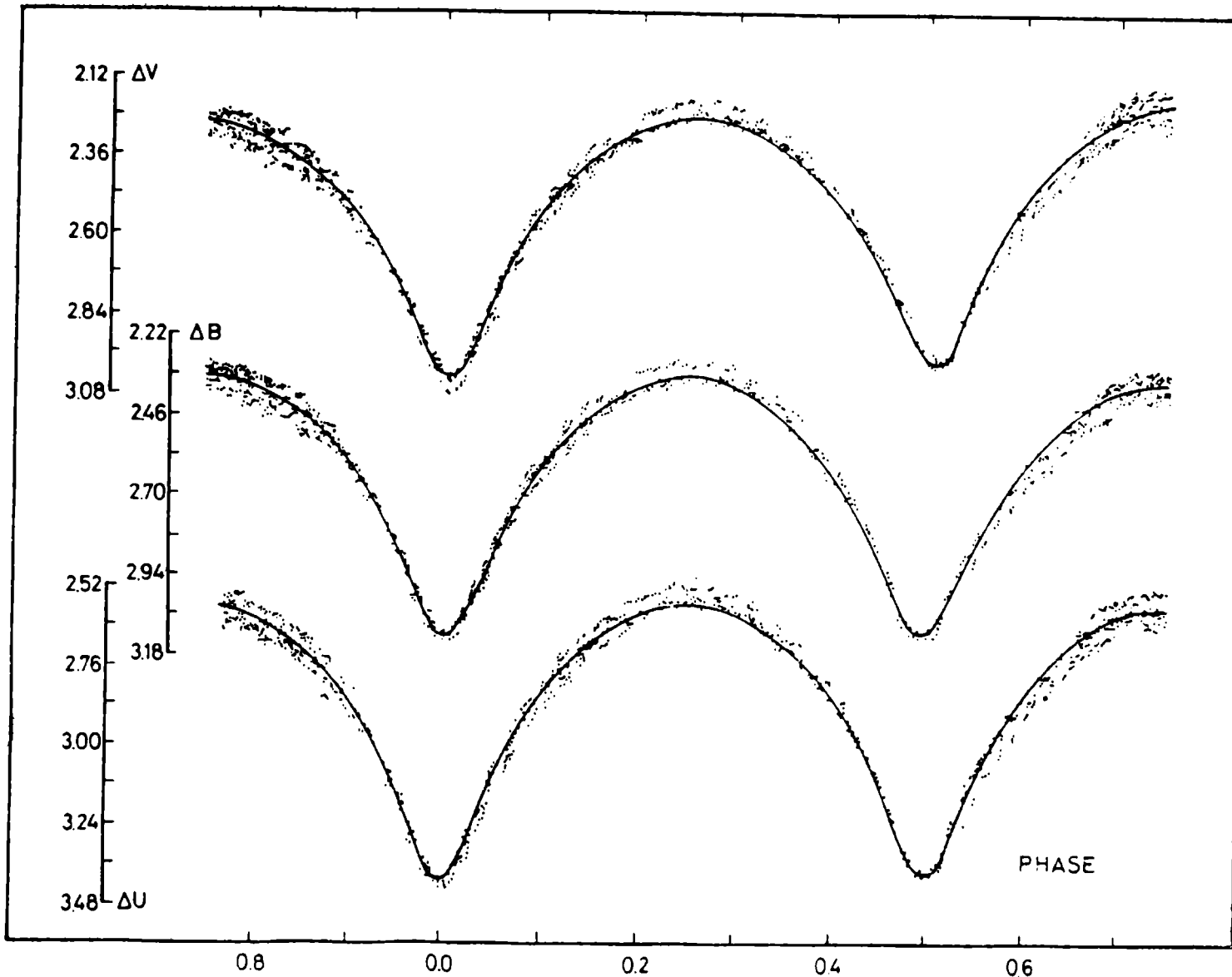


Figura 1: Curvas de luz UBV de VS93 Centauri. La línea de trazo continuo es la curva teórica de la solución  $q = 1.2$  de la Tabla II.

Este proceso fue continuado en cada caso hasta que las correcciones a introducir no produjeran cambios

sustanciales en los parámetros del sistema. Se eligieron cinco parámetros ajustables: la relación de masas ( $q$ ), la inclinación orbital ( $i$ ), la temperatura polar de la componente secundaria ( $T^2$ ), el potencial gravitatorio modificado ( $\Omega^1$ ) y la luminosidad de la componente principal ( $L^1$ ); para los restantes parámetros se adoptaron los valores que figuran en la Tabla I. Estos valores corresponden a estrellas de secuencia principal de tipo espectral B5.

TABLA I

PARAMETROS NO AJUSTABLES DE LA SOLUCION FOTOMETRICA  
DE V593 CENTAURI

$$T^1 = 16.000 \text{ K}^0$$

$$A^1 = A^2 = 1.0$$

$$g^1 = g^2 = 1.0$$

$$X_V^1 = X_V^2 = 0.38$$

En la Tabla II se presentan los principales parámetros de las soluciones encontradas para la curva de luz en el rango visual. Un comportamiento similar muestran las soluciones halladas en el azul y en el ultravioleta. El valor de  $\sum w r^2$  es prácticamente el mismo para todas las soluciones. De esta manera todas reproducen la curva de luz observada en forma igualmente satisfactoria. Si bien el cociente de masas del sistema queda indeterminado, el resto de los parámetros fotométricos: inclinación orbital, grado de sobrecontacto, diferencias de temperaturas y luminosidades entre las componentes quedan acotados dentro de los rangos relativamente pequeños.

TABLA II

SOLUCIONES FOTOMETRICAS DE V593 CENTAURI EN EL RANGO VISUAL

$q^0 = 0.60$			$q^0 = 0.70$			$q^0 = 0.80$		
$i$	=	$82.59^0$	$i$	=	$82.02^0$	$i$	=	$81.20^0$
$T^2$	=	$15.900^0K$	$T^2$	=	$15.880^0K$	$T^2$	=	$15.800^0K$
$q$	=	0.606	$q$	=	0.672	$q$	=	0.961
$f$	=	51.7%	$f$	=	50.5%	$f$	=	43.0%
$L^1$			$L^1$			$L^1$		
$L^1$			$L^1$			$L^1$		
$L^1+L^2$	=	0.608	$L^1+L^2$	=	0.588	$L^1+L^2$	=	0.516
$\Sigma wr^2$	=	0.178	$\Sigma wr^2$	=	0.176	$\Sigma wr^2$	=	0.172
$q^0 = 1.00$			$q^0 = 1.20$			$q^0 = 1.50$		
$i$	=	$81.19^0$	$i$	=	$81.33^0$	$i$	=	$81.93^0$
$T^2$	=	$15.820^0K$	$T^2$	=	15.800	$T^2$	=	15.770
$q$	=	1.030	$q$	=	1.191	$q$	=	1.460
$f$	=	42.8%	$f$	=	46.4%	$f$	=	47.8%
$L^1$			$L^1$			$L^1$		
$L^1$			$L^1$			$L^1$		
$L^1+L^2$	=	0.499	$L^1+L^2$	=	0.469	$L^1+L^2$	=	0.427
$\Sigma wr^2$	=	0.166	$\Sigma wr^2$	=	0.164	$\Sigma wr^2$	=	0.166
$q^0 = 1.60$			$q^0 = 1.75$			$q^0 = 1.90$		
$i$	=	$82.53^0$	$i$	=	$82.70^0$	$i$	=	$83.15^0$
$T^2$	=	15.710	$T^2$	=	15.730	$T^2$	=	15.700
$q$	=	1.695	$q$	=	1.713	$q$	=	1.838
$f$	=	55.5%	$f$	=	55.0%	$f$	=	56.0%
$L^1$			$L^1$			$L^1$		
$L^1$			$L^1$			$L^1$		
$L^1+L^2$	=	0.398	$L^1+L^2$	=	0.395	$L^1+L^2$	=	0.382
$\Sigma wr^2$	=	0.166	$\Sigma wr^2$	=	0.167	$\Sigma wr^2$	=	0.170

## RESULTADOS OBTENIDOS

Los principales resultados de este trabajo son:

- La inclinación orbital del sistema es de aproximadamente  $82^{\circ}$ .
- V593 Cen presenta una configuración de contacto con un porcentaje de contacto relativamente alto ( $f \sim 50\%$ ).
- Las componentes se encuentran térmicamente acopladas. La diferencia de temperaturas polares entre ellas es del orden del 2%.

## COMENTARIOS Y CONCLUSIONES

La falta de convergencia de las soluciones fotométricas para los sistemas con eclipses parciales ha sido ampliamente discutida en numerosos trabajos (Leung y Schneider, 1978; Mochnecki, 1983; Van Hamme y Wilson, 1985). Sin embargo, además del problema que presentan los sistemas con eclipses parciales, para el caso de V593 Cen se suma el hecho de que la diferencia de profundidad entre los mínimos primarios y secundarios es sólo de alrededor de 0.03 magnitudes, menor que la dispersión de las observaciones. Por lo tanto, el sistema no tiene un mínimo principal claramente definido. Esto puede influir en la indeterminación fotométrica del tipo de configuración (A o W) del sistema.

El análisis fotométrico realizado ha permitido determinar el valor de algunos parámetros fundamentales. Sin embargo, resulta evidente la necesidad de obtener curvas de velocidades radiales que permitan definir la relación de masas del sistema. El parámetro "q" es además un elemento clave desde el punto de vista de las teorías de estructura



interna de las binarias de contacto puesto que, uno de los modelos (el denominado de Oscilaciones de Relajación Termica) excluye para las binarias tempranas de contacto no evolucionadas, todos los valores de "q" distintos de la unidad.

## REFERENCIAS

- Lapasset, E.; Gómez, M. y Clariá, J.J. 1986, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica (en prensa).
- Leung, K.C. 1979, en Close Binary Stars: Observation and Interpretation, Simposio IAU N<sup>o</sup>. 88, ed. M. Flavec, D.M. Popper y R. K. Ulrich, Dordrecht: Reidel, p. 527.
- Leung, K.C. y Schneider, D.P. 1978, Astrophys. J. 224, 656.
- Leung, K.C. y Wilson, R.E. 1977, Astrophys. J. 211, 853.
- Mochnecki, S.W. 1983, en Interacting Binaries, eds. F.P. Eggleton y J.E. Pringles, F. 51.
- Van Hamme, W. y Wilson, R.E. 1985, Astron. Astrophys. 152, 25.
- Wilson, R.E. y Devinney, E.J. 1971, Astrophys. J. 166, 605.
- Wilson, R.E. y Devinney, E.J. 1973, Astrophys. J. 182, 539.
- Wilson, R.E. y Rafert, J.B. 1981, Astrophys. Space Science 76, 23.

**FM VELORUM: UN SISTEMA W URSAE MAJORIS DE TIPO W**

**FM VELORUM: A W URSAE MAJORIS SYSTEM OF W-TYPE**

M. Gómez, E. Lapasset y J.J. Clariá

OAC y CONICET

**RESUMEN:** La fotometría UBV de la binaria de corto período FM Vel es analizada mediante el método de Wilson y Devinney. Dado que el tipo espectral (F8) del sistema corresponde al límite entre las subclases A y W de las binarias de contacto, se investigan ambas configuraciones. Los resultados indican que FM Vel es una binaria con características típicas de los sistemas W UMa de tipo W. La relación fotométrica de masas oscila alrededor de  $2.0 \pm 0.2$  y el grado de sobrecontacto es del orden del 16%. Además, se encuentra un marcado acople térmico entre las componentes.

**ABSTRACT:** The UBV photometry of the short period binary FM Vel is analysed by means of the method of Wilson and Devinney. As the spectral type (F8) of the system represents the limit between the A and W subclasses of contact binaries, both configurations are investigated. The results show that FM Vel has the typical features of the W type of W UMa systems. The photometric value of the mass ratio is estimated around  $2.0 \pm 0.2$  and a degree of overcontact of about 16% is found. Both components are thermically coupled.

## INTRODUCCION

FM VELORUM es una binaria de corto periodo (0.389580 días), cuya magnitud e índices de color en los máximos tienen los siguientes valores (Lapasset y Clariá, 1985):

$$V = 12.431$$

$$B-V = 0.561$$

$$U-B = 0.025$$

Su posición en el diagrama Color-Color de Schmidt-Kaler (1965) es coincidente con los de una estrella de secuencia principal de tipo espectral F8 no enrojecida. Esto corresponde al límite entre las subclases A y W definidas por Binnendijk (1970) para los sistemas W UMa. Las curvas de luz UBV del sistema, obtenidas en el telescopio de 61 cm del Observatorio de Las Campanas (Chile), constan de 561 observaciones en cada banda y presentan las características típicas de las binarias W UMa con máximos distorsionados, mínimos de igual profundidad ( $\sim 0.7$  mag.) y eclipses parciales.

## ANALISIS FOTOMETRICO

Un problema que se plantea al analizar este tipo de curvas de luz es el de determinar si se trata de un sistema de tipo A o W, es decir, si la componente de mayores dimensiones es eclipsada en el mínimo primario o en el secundario. Cuando no se disponen de curvas de velocidades radiales como en el caso de FM Velorum, es posible derivar alguna información respecto del tipo de configuración y del valor de la relación de masas del sistema mediante un análisis fotométrico detallado. Esto es, iniciando una secuencia de posibles soluciones de las curvas de luz y comparando los valores finales de las sumas de residuos al cuadrado ( $\sum W r^2$ ), se

podrá estimar el rango de valores más probables de los principales parámetros ajustados.

Utilizando el método computacional de Wilson y Devinney (1971, 1973) se buscaron soluciones para valores de la relación de masas comprendidos en el intervalo 0.5-2.5, dentro del cual las curvas teóricas reproducen la profundidad de los mínimos observados. Los valores de los parámetros de estas curvas fueron tomados como soluciones iniciales del proceso de correcciones diferenciales sucesivas del método mencionado. Este proceso iterativo se continuó hasta que cada una de las soluciones se estabilizó, es decir que las correcciones a introducir no producían cambios sustanciales en los parámetros fotométricos del sistema. Los programas de Wilson y Devinney fueron utilizados en el modo 3 (Wilson y Leung, 1977), es decir, en el modo de contacto y se eligieron los cinco parámetros siguientes como parámetros ajustables:  $i$ ,  $\tau^2$ ,  $\Omega^1 = \Omega^2$ ,  $q$  y  $L^1$ . Para los restantes parámetros se adoptaron los valores (Tabla I) correspondientes a una estrella de secuencia principal de tipo espectral F8. Para la temperatura de la componente primaria se adoptó el valor de 6200 °K de acuerdo a la calibración temperatura - índice de color de Morton y Adams (1968). Para los albedos de la reflexión y las gravedades superficiales se adoptaron valores teóricos adecuados para estrellas con envolventes comunes convectivas (Lucy, 1973; Rucinsky, 1974). Finalmente, para los coeficientes de oscurecimiento hacia el limbo se adoptaron valores adecuados para estrellas de secuencia principal y tipo espectral F8, según el modelo de atmósfera de Carbon y Gingerich (1969).

TABLE I

PARAMETROS NO AJUSTABLES DE LAS SOLUCIONES FOTOMETRICAS  
DE FM VELORUM

$$\begin{aligned} T^1 &= 6200^{\circ}K \\ g^1 &= g^2 = 0.32 \\ A^1 &= A^2 = 0.5 \\ x_v^1 &= x_v^2 = 0.67 \\ x_b^1 &= x_b^2 = 0.79 \\ x_u^1 &= x_u^2 = 0.79 \end{aligned}$$

En algunos casos para sistemas con eclipses parciales, y como en particular ocurre con FM Velorum, fotométricamente puede definirse un cierto rango bastante bien delimitado para la razón de masas del sistema. Esto puede verse en la Figura 1:  $\Sigma W_r^2$  vs q. Este gráfico corresponde a las soluciones encontradas en el rango visual. Para valores de q menores que la unidad (configuraciones de tipo A) las sumas  $\Sigma W_r^2$  son mayores que para q mayores que 1 (configuraciones de tipo W). Además las mejores soluciones corresponden a relaciones de masas del orden de dos. Un comportamiento similar presentan las curvas de luz en el azul y en el ultravioleta.

En la Tabla II se consideran los promedios de las soluciones encontradas en cada banda para la mejor solución final. Si bien en ella se toma un valor de q de 2, habría que decir que, prácticamente, se logra la misma aproximación entre las curvas teóricas y observadas si q varía entre 1.8 y 2.2 y que, además, el resto de los parámetros fotométricos, como la inclinación orbital, el grado de sobrecontacto,

la diferencia de temperaturas polares y las luminosidades relativas, no varían mayormente.

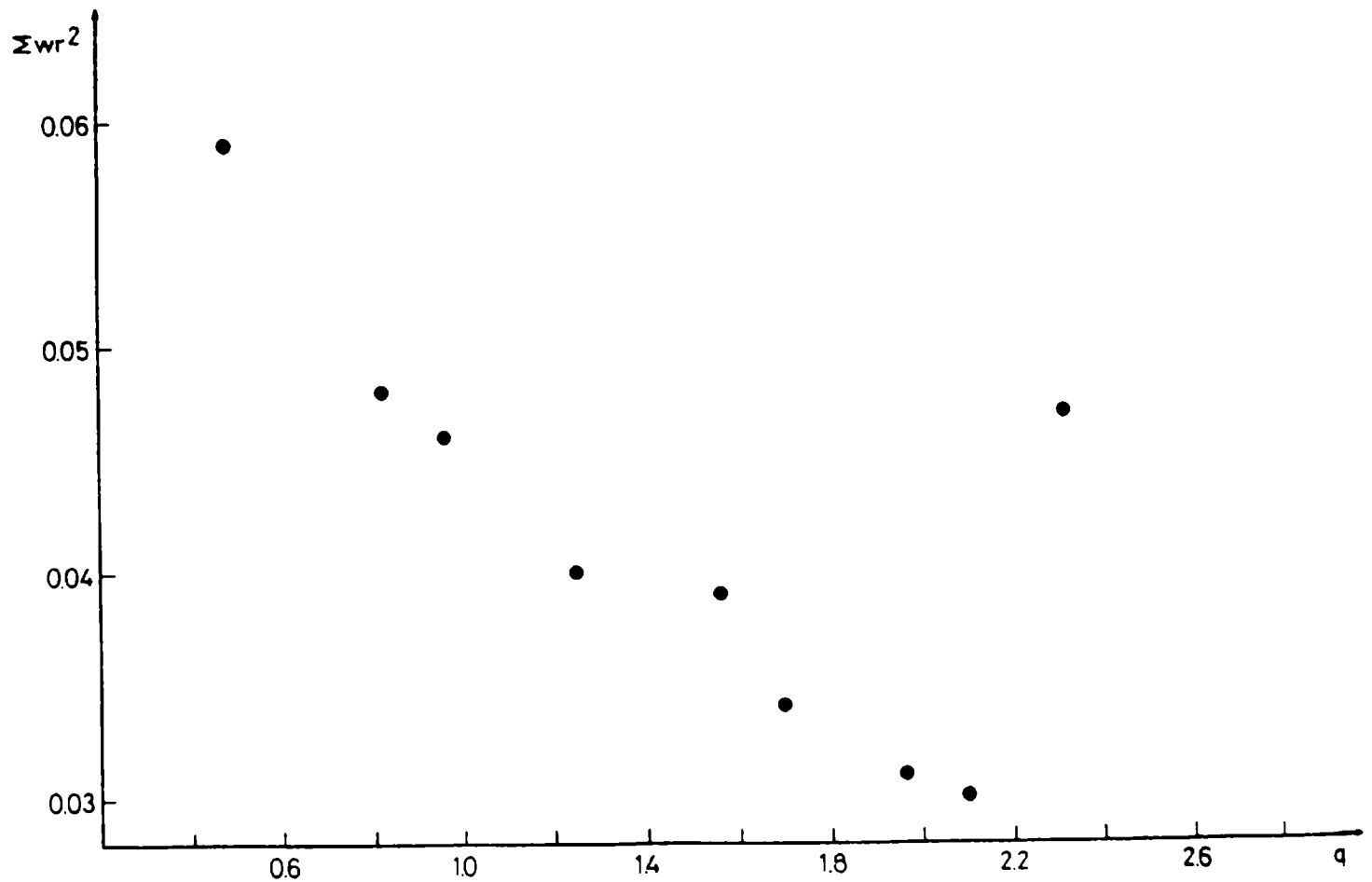


Figura 1: Suma de los residuos Vs. q para las soluciones fotométricas en el rango visual de FM Velorum.

La inclinación orbital del sistema es de aproximadamente  $83.5^\circ$ . El grado de sobrecontacto es del orden del 15%, es decir que las componentes se hallan próximas al contacto marginal. La diferencia de temperaturas de éstas respecto de la primaria es sólo de un 2% ó 3%; en consecuencia, FM Velorum es un sistema térmicamente acoplado. En la Tabla

II se muestran además las luminosidades relativas y los radios (polares, posteriores y laterales) relativos de las componentes. En la Figura 2 se muestra la superposición de las curvas teóricas (línea continua) y los puntos observados.

TABLA II

PARAMETROS AJUSTABLES DE LA SOLUCION FOTOMETRICA  
DE FM VELORUM

$$i = 83.3 \pm 0.3^{\circ}$$

$$T^2 = 6040 \pm 50 \text{ }^{\circ}\text{K}$$

$$q = 2.0 \pm 0.2$$

$$f = 16.2 \pm 0.6\%$$

$$r^1(\text{lat}) = 0.322 \pm 0.009$$

$$r^2(\text{lat}) = 0.449 \pm 0.009$$

$$r^1(\text{post}) = 0.360 \pm 0.009$$

$$r^2(\text{post}) = 0.481 \pm 0.008$$

$$r^1(\text{pol}) = 0.308 \pm 0.008$$

$$r^2(\text{pol}) = 0.422 \pm 0.007$$

$$\begin{array}{l} L^2 \\ \hline L^1+L^2 \end{array} \quad \begin{array}{l} V = 0.633 \pm 0.004 \\ B = 0.627 \pm 0.004 \\ U = 0.597 \pm 0.005 \end{array}$$

$$\frac{\Delta T}{T^1} = 2.6 \pm 0.8\%$$

$$\Sigma w r^2 = 0.0436$$

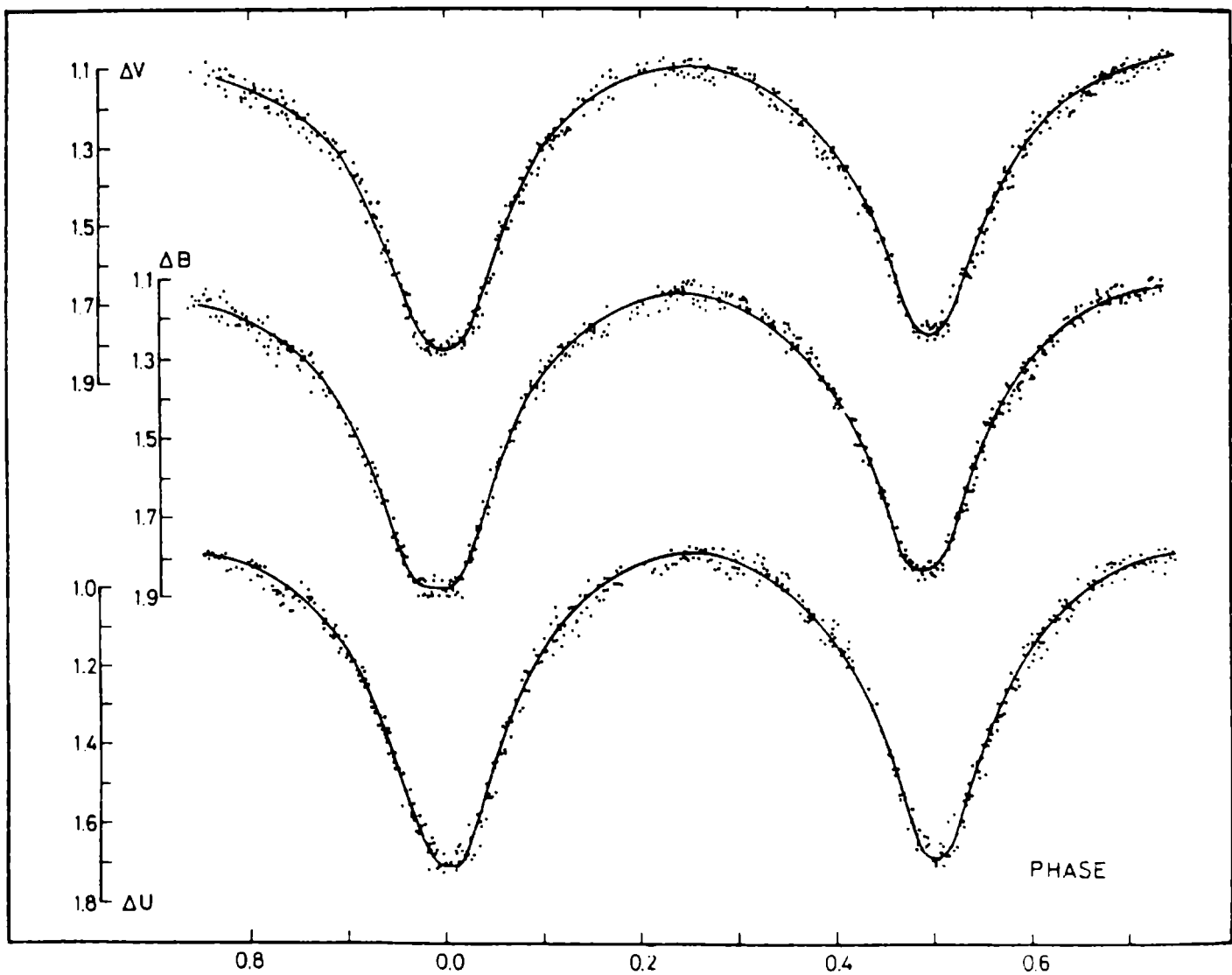


Figura 2: Curvas de luz UBV de FM Velorum. La línea de trazo continuo corresponde a la solución fotométrica de la Tabla II.



## CONCLUSIONES

En síntesis, podemos señalar que, como resultado del análisis realizado, FM Velorum muy probablemente pertenece al grupo de las binarias W UMa de tipo W. El valor del cociente de masas determinado fotométricamente (próximo a dos) corresponde al valor estadístico de dicho parámetro para el tipo W. Además, los sistemas de este tipo presentan configuraciones térmicamente acopladas y grados de contacto marginales similares al de FM Vel. También las estadísticas muestran una correlación entre la temperatura superficial y la configuración (A o W) del sistema. Así, en general los sistemas de tipo W son de tipos espectrales tardíos, usualmente G y K, en tanto que los de tipo A son de tipos espectrales F y A tardíos. El tipo espectral de FM Vel (F8) corresponde a la transición o al límite entre ambos subgrupos. Existen algunos otros ejemplos en la literatura como U Peg, AC Boo y ER Ori (Van Hamme, 1982) que presentan configuraciones de tipo W y tipos espectrales entre F7 y F8.

Con respecto al análisis fotométrico realizado de FM Vel, éste deberá complementarse mediante la obtención de curvas de velocidades radiales que permitan determinar el valor espectroscópico del parámetro  $q$ . De todas maneras, las principales características físicas de este sistema han sido determinadas.

## REFERENCIAS

Binnendijk, L. 1970, en *Vistas en Astronomy*, ed. A. Beer (Oxford: Pergamon) 12, 217.

- Carbon, D.F. y Gingerich, O. 1969, en Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres, ed. O. Gingerich, Cambridge, MA, MIT Press, p. 401.
- Lapasset, E. y Clariá, J.J. 1985, Information Bulletin on Variable Stars N<sup>o</sup> 2827.
- Leung, K.C. y Wilson, R.F. 1977, Astrophys. J. 211, 853.
- Morton, D.C. y Admas, T.F. 1968, Astrophys. J. 151, 611.
- Schmidt-Kaler, Th. 1965, en Landolt Bornstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group VI, I. ed.: H. Voight, Springer-Verlag, Berlin p. 302.
- Van Hamme, W. 1982, Astron. Astrophys. 105, 389.
- Wilson, R.E. y Devinney, E.J. 1971, Astrophys. J. 182, 605.
- Wilson, R.E. y Devinney, E.J. 1973, Astrophys. J. 182, 539.

**TRANSFERENCIA DE MATERIA Y PERDIDA DE MOMENTO ANGULAR EN  
SISTEMAS BINARIOS CERRADOS**

**TRANSFER OF MATTER AND LOSS OF ANGULAR MOMENT IN CLOSE  
BINARY SYSTEMS**

R.F. Sisteró y S.L. Lipari

OAC - IMAF

**RESUMEN:** Se presentan fórmulas explícitas para la variación relativa de período como consecuencia de la transferencia de materia y/o pérdida isotrópica desde cada una de las componentes. Se incluye además el caso de radiación gravitacional. Se estudian los efectos fotométricos originados por transferencia de materia en sistemas próximos al contacto.

**ABSTRACT:** Explicit formulae for the relative variation of the period for binaries systems are given for isotropic loss of matter from the components, as well as for mass transference between the components (gravitational radiation is also considered). The photometric effects due to transfer-of-matter in near contact systems are studied.

**I. INTRODUCCION**

Kruszewski (1966) y otros estudiaron la transferencia y pérdida de materia en sistemas estelares binarios. Dichos estudios supusieron condiciones "conservativas" para el

sistema, o describieron situaciones caracterizadas por condiciones iniciales "localizadas". En este trabajo se desarrollan fórmulas simples para el caso de transferencia de materia entre las componentes y pérdida isotrópica llevando momento angular del sistema; asimismo se incluye el caso de radiación gravitacional. Por otra parte, se estudia el efecto fotométrico que produce un haz de materia eyectado desde una componente hacia la otra, obteniéndose además las relaciones que permiten estimar los parámetros físicos de la zona caliente que resulta de la "termalización" de la energía cinética del haz.

## II. DESARROLLO DE LAS ECUACIONES

Sea un sistema binario de masas  $M_1$  y  $M_2$ . Supongamos que  $\dot{M}_1$  y  $\dot{M}_2$  expresan la pérdida isotrópica (viento estelar, p. ej.) de materia de las componentes, y que  $\dot{M}$  representa la transferencia de masa entre las componentes. Si  $\dot{M} < 0$ , la transferencia es de la componente 1 hacia 2, y viceversa; además,  $\dot{M}_1$  y  $\dot{M}_2$  son negativas si se pierde masa.

La conservación del momento angular del sistema binario ( $J_b$ ) más la materia perdida ( $J_l$ ) se escribe:

$$\dot{J}_b + \dot{J}_l = 0 \quad (1)$$

donde

$$J_b = M_1 a_1^2 \frac{(1+q)}{q} \cdot \frac{2\pi}{p} \quad (2)$$

es el momento angular del sistema binario, y las expresiones

$$\dot{J}_l = \dot{J}_{l_1} + \dot{J}_{l_2} \quad (3)$$

$$\dot{J}_{\ell 1} = a_1^2 \dot{M}_1 \cdot \frac{2\pi}{p} \quad (4)$$

$$\dot{J}_{\ell 2} = a_2^2 \dot{M}_2 \cdot \frac{2\pi}{p} \quad (5)$$

describen el momento angular perdido del sistema, por eyección isotrópica de las componentes. En dichas expresiones  $a_1$  y  $a_2$  son los radios baricéntricos de las órbitas,  $P$  el período orbital y  $q = M_1/M_2$ ,

Teniendo en cuenta (2) y las relaciones elementales del problema de dos cuerpos entre  $a_1$ ,  $a_2$  y  $q$ , se puede expresar:

$$\frac{J_{\ell}}{J_b} = \frac{q^2 M_1 + M_2}{(1+q) q M_1} \quad (6)$$

Partiendo de la tercera Ley de Kepler, resulta:

$$a_1^3 \left( \frac{1+q}{q} \right)^3 = (M_1 + M_2) \cdot p^2 \cdot G/4\pi \quad (7)$$

y de:

$$\dot{q}/q = \dot{M}_2/M_2 - \dot{M}_1/M_1 \quad (8)$$

se halla, luego de algunos cálculos extensos, la siguiente relación:

$$\dot{J}_b/J_b = \frac{q-1}{q} \cdot \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{2+3q}{3(1+q)} \cdot \frac{\dot{M}_1}{M_1} + \frac{3+2q}{3(1+q)q} \cdot \frac{\dot{M}_2}{M_2} + \frac{1}{3} \frac{\dot{p}}{p} \quad (9)$$

Reemplazando (6) y (9) en (1), y despejando  $P/P$ , resulta:

$$\dot{P}/P = 3 \frac{1-q}{q} \frac{\dot{M}}{M_1} - 2 \frac{1+3q}{1+q} \frac{\dot{M}_1}{M_1} - 2 \frac{3+q}{(1+q)q} \frac{\dot{M}_2}{M_1} \quad (10)$$

La expresión (10) nos da la variación relativa de período del sistema binario cuyas componentes pierden masa en forma isotrópica  $\dot{M}_1$  y  $\dot{M}_2$  y transfiere un flujo  $\dot{M}$ . Nótese que cuando  $\dot{M}_1$  y  $\dot{M}_2$  son nulas, la fórmula se reduce al caso clásico, es decir, a transferencia conservativa.

La fórmula (10) puede ser utilizada para interpretar las variaciones de período observables. Generalmente se lo hace en el caso conservativo, pero si se tienen datos de pérdida de masa del sistema ( $\dot{M}_1$  y  $\dot{M}_2$ ) -por ejemplo por observaciones del IUE- puede hallarse la transferencia entre las componentes. A su vez, puede estimarse el viento solar de acuerdo con las características de las componentes, etc. Otro hecho importante es que la expresión (10) puede tenerse en cuenta en los cálculos explícitos de evolución y estructura de sistemas de contacto, cuando se invoca pérdida de momento angular como alternativa o complemento de la Teoría de Relajaciones Térmicas, u otras.

Para el caso de muy cortos períodos la radiación gravitacional extrae energía del sistema. Según Landau y Lifchitz (1970):

$$\frac{dE}{dt} = - \frac{32G}{5c^5} \left( \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 a^4 \omega^6 \quad (11)$$

donde:  $\omega = 2\pi/p$ ;  $E = -GM_1 M_2 / 2a$ ;  $q = q_1 + q_2$

Teniendo en cuenta la 3a. Ley de Kepler y la definición de E, se puede obtener:

$$\dot{P}/P = - \frac{96}{5} \frac{G^{5/3}}{c^5} M_1^{5/3} \frac{q}{(1+q)^{1/3}} \cdot p^{-8/3} \quad (12)$$

Fácilmente puede demostrarse que los efectos combinados de pérdida de materia, transferencia y radiación gravitacional se expresan mediante la adición de (10) y (12).

### III. EFECTOS FOTOMETRICOS DE LA TRANSFERENCIA DE MATERIA

En los casos en que ocurre transferencia de materia conservativa, se puede determinar observacionalmente  $\dot{M}$  con la variación de período (Lipari y Sisteró, 1987). Cuando  $\dot{M} < 0$  -transferencia de la primaria hacia la secundaria- la componente primaria llena su lóbulo de Roche, y la componente secundaria está por debajo del mismo. La situación resulta inversa cuando  $\dot{M} > 0$ .

El flujo de masa que cae sobre una de las componentes forma una zona caliente sobre su superficie. La energía cinética del haz se termaliza originando un exceso de luminosidad:

$$L_k = \Delta \psi |\dot{m}| \quad , \quad (13)$$

donde  $\Delta\psi$  es la diferencia de potencial de Roche entre el lóbulo crítico y el potencial de la componente de menor tamaño. El potencial modificado ( $\Omega$ ) en la notación empleada por Kopal (1959) y Mauder (1972), viene dado por:

$$\psi = G \frac{m_1}{r} - G \frac{m_2}{r'} + \frac{\omega_2}{2} \left\{ \left( X - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \right)^2 + y^2 \right\} \quad ,$$

$$\Omega = \frac{\psi}{Gm_1} - \frac{m_2^2}{2m_1(m_1 - m_2)} \quad , \quad (14)$$

y permite expresar,

$$L_k = \frac{GM_1}{a} |\dot{M}| \Delta\Omega \quad (15)$$

Esta contribución (en luminosidad) hará, en el caso  $M < 0$ , que el máximo de la curva de luz en la fase  $\sim 0.25$ , sea más brillante que el de fase 0.75 en la cantidad:

$$\Delta m_\lambda = 2.5 \log (1+X_\lambda) \quad (16)$$

con:

$$X_\lambda = \frac{4}{\beta} \frac{T_2^4}{T_k} \frac{L_k}{L_2} \frac{B(\lambda, T_k)}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 B(\lambda, T_1) + B(\lambda, T_2)} \quad (17)$$

donde se ha aproximado a la zona caliente (en la componente secundaria) con un cuerpo negro. La ecuación (17) en la aproximación de Raleigh-Jeans, se expresa:

$$X = \frac{4}{\beta} \left(\frac{T_2}{T_k}\right)^3 \frac{L_k}{L_2} \frac{1}{\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^2 \frac{T_1}{T_2} + 1} \quad (18)$$

que es independiente de la longitud de onda. En las fórmulas (17) y (18)  $R_1$  y  $R_2$  son los radios de volumen de las componentes y  $T_1$  y  $T_2$  sus temperaturas.

Resumiendo, con la variación de período se determina  $\dot{M}$ , y con la configuración del sistema  $L_k$  usando (15); mediante (17) ó (18) en (16) se calculan los valores  $\Delta m_\lambda$ , para diferentes temperaturas de la mancha, hasta que ésta reproduce los valores observados de las curvas de luz. Estas relaciones fueron aplicadas por primera vez para FT Lupi (Lipari y Sisteró, 1986), obteniéndose un excelente acuerdo con las observaciones y lográndose determinar la temperatura de la mancha y su superficie ( $S_k = L_k/T_k^4 \sigma$ ).



## REFERENCIAS

- Kruszewski, A. 1966, en "Advances in Astronomy and Astrophysics", 4, Ed. Z. Kopal, Academic Press, New York, p. 233.
- Kopal, Z. 1959, en "Close Binary Systems", Ed. Chapman & Hall.
- Landau, L. y Lifchitz, E. 1970, en "Theorie des Champ", Ed. MIR, p. 431.
- Lípari, S. y Sisteró, R. 1986, Mon. Not. R. Astr. Soc. 220, 883.
- Lípari, S. y Sisteró, R. 1987, Astron. J. (en prensa).
- Mauder, H. 1972, Astron. and Astrophys. 17, 1.

## ESTUDIO DE DOS SISTEMAS BINARIOS CON COMPONENTES DE TIPO O

### STUDY OF TWO BINARY SYSTEMS WITH O TYPE COMPONENTS

G. Solivella<sup>1</sup> y V.S. Niemela<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad Nacional de La Plata

<sup>2</sup> Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Argentina

<sup>3</sup> Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

RESUMEN: De los sistemas binarios Tr16N<sup>0</sup>1 y HD 64315 hemos determinado los períodos y parámetros orbitales. Tr16N<sup>0</sup>1 tiene período  $p=1.5$  días, componentes O9+ O9 y masas mínimas  $M_1 \text{sen}^3 i = 17 M_\odot$  y  $M_2 \text{sen}^3 i = 19 M_\odot$ . Por su parte, HD 64315 tiene período  $p=1.3$  días, componentes O6+ O6 y masas mínimas  $M_1 \text{sen}^3 i = 3.8 M_\odot$  y  $M_2 \text{sen}^3 i = 3.3 M_\odot$ .

ABSTRACT: We determined periods and orbital parameters for two binary systems with O-type components, namely Tr16N<sup>0</sup>1 and HD 64315. Tr16N<sup>0</sup>1 has a period  $p=1.5$  days, components O9+ O9 and minimum masses  $M_1 \text{sen}^3 i = 17 M_\odot$  and  $M_2 \text{sen}^3 i = 19 M_\odot$ . HD 64315 has a period  $p=1.34$  days, components O6+ O6 and minimum masses  $M_1 \text{sen}^3 i = 3.8 M_\odot$  and  $M_2 \text{sen}^3 i = 3.3 M_\odot$ .

**EVIDENCIAS DE RESONANCIA SPIN-ORBITA EN LAS ESTRELLAS  
BINARIAS ESPECTROSCOPICAS**

**EVIDENCES OF SPIN ORBIT RESONANCE AMONG SPECTROSCOPIC  
BINARY STARS**

A.E. Troche Boggino

Universidad Nacional de Asunción  
Club de Astrofísica del Paraguay

**RESUMEN:** Una resonancia spin-órbita ocurre cuando los períodos de rotación y de revolución orbital de un astro poseen un cociente conmensurable y es estable. Observaciones de sincronismo rotacional en las estrellas binarias de períodos de revolución de pocos días y de órbitas circulares, confirman la presencia de la resonancia spin-órbita 1/1. Además, las observaciones del sincronismo rotacional en el periastro en binarias de órbitas excéntricas, cuyas excentricidades satisfacen un criterio para la resonancia spin-órbita, indican valores mayores al de 1/1. Por otra parte, los histogramas preparados en este trabajo con datos del Séptimo Catálogo de Elementos Orbitales de Sistemas Binarios Espectroscópicos, para las excentricidades de binarias de períodos de revolución de 10 a 30 días, muestran exceso de casos en torno a la excentricidad  $e = 0,19$ , la cual corresponde a la resonancia spin-órbita 3/2, lo que presumimos como confirmación de dicha resonancia. Los histogramas indican también cierta acumulación de casos en torno a la excentricidad  $e = 0,39$ , la cual corresponde a la resonancia spin-órbita 5/2.

**ABSTRACT:** A spin-orbit resonance occurs when the periods of rotation and orbital revolution of a celestial body have a ratio which commensurate and this is stable. Observations of the rotational synchronism in binary stars of few days periods and circular orbits confirm 1/1 spin-orbit resonance. Also, observations of the rotational synchronism at periastron in eccentric binaries whose eccentricities satisfy a criterion for spin-orbit resonance, indicate resonance values larger than 1/1. On the other hand, the histograms made by the present author with data from the Seventh Catalogue of the Orbital Elements of Spectroscopic Binary System, for the eccentricities of binaries whose revolution periods are between 10 to 30 days, show an unusual accumulation of stars near the eccentricity  $e = 0,19$ , which belongs to 3/2 spin-orbit resonance. We presume this confirms such resonance. Furthermore, our histograms suggest some accumulation of stars near the eccentricity,  $e = 0,39$ , which belongs to 5/2 spin-orbit resonance.

#### **1. CARACTERISTICAS RELEVANTES DE LA RESONANCIA SPIN ORBITA**

Con el descubrimiento de la rotación axial del planeta Mercurio, la cual es directa y con un período sideral de  $59 \pm 3$  días (Pettengill y Dyce, 1965; Dyce y otros, 1967) y del hecho que dicho período es conmensurable con el de revolución orbital en la razón 2/3 (Colombo, 1965), numerosas investigaciones han sido realizadas respecto de la estabilidad y la evolución de la rotación de un satélite (o planeta) hacia valores conmensurables con sus períodos de revolución orbital. Tal condición de conmensurabilidad y estabilidad es

conocida generalmente como Resonancia Spin-Órbita, Resonancia Rotacional, o Acoplamiento Spin-Órbita, para distinguirla de otros tipos de resonancias observadas en el sistema solar.

Presentamos a continuación características sobresalientes de la resonancia spin-órbita, teniendo presente su aplicación a casos que ocurren en las estrellas binarias.

En lo que sigue utilizaremos las velocidades angulares en vez de sus períodos correspondientes y llamaremos satélite, al astro en órbita considerado. Denotaremos con  $\omega_r$  a la velocidad angular de rotación,  $\omega$  a la velocidad angular media de revolución orbital y  $\omega_p$  a la velocidad angular de revolución orbital en el periastro.

1 - La relación de conmensurabilidad entre las velocidades angulares de rotación y la de revolución orbital media para el satélite considerado en resonancia spin-órbita, es

$$(1) \quad \frac{\omega_r}{\omega} = \frac{n}{2} \quad ,$$

en la cual  $n$ , es un número entero pequeño, como 1, 2, 3, ... También se incluyen números enteros negativos pequeños para las rotaciones retrógradas, las que no consideraremos en el presente trabajo. Por ejemplo, para el caso de la Luna y demás satélites con sincronismo rotacional,  $n = 2$ , mientras que para el planeta Mercurio,  $n = 3$  (Ver Figura 1).

2 - La conmensurabilidad representada por la ecuación (1) es estable merced a una asimetría axial permanente del elipsoide de momentos de inercia del satélite. Dicha asimetría axial, si yace en el plano de la órbita, produce un torque que contrarresta al producido por el abultamiento debido a la acción de las mareas en el satélite, cuando la velocidad angular rotacional difiere de la velocidad

angular instantánea de revolución en el periastro. Consecuentemente, el eje de mínimo momento de inercia coincide aproximadamente en dirección con el radio vector astro-satélite en el periastro, salvo pequeñas elongaciones periódicas o libraciones físicas. Supondremos que en la resonancia spin-órbita se satisface la siguiente condición, salvo contribuciones de las mencionadas libraciones,

$$(2) \quad \omega_r = \omega_p$$

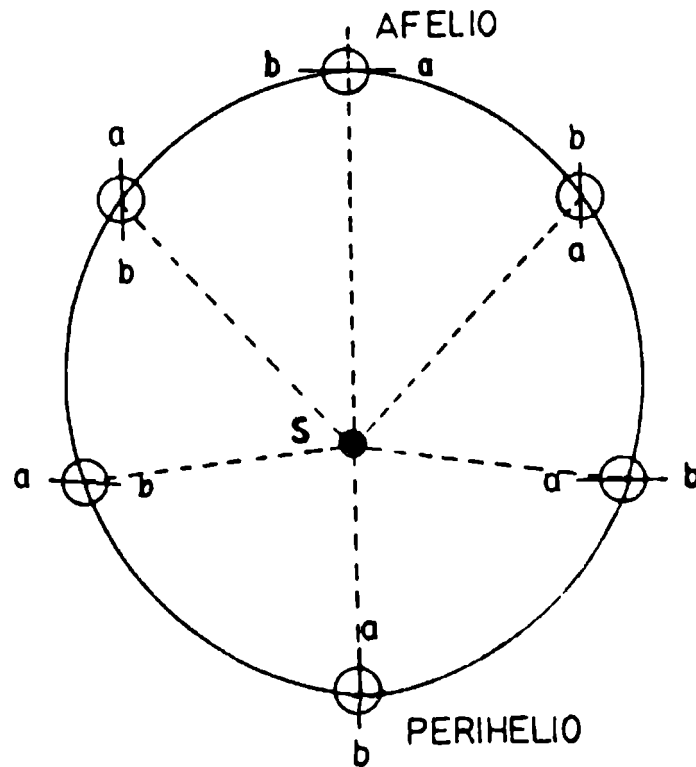


Figura 1: Rotación axial del planeta Mercurio. El segmento  $ab$  representa el eje del mínimo momento de inercia, el cual coincide aproximadamente con el eje mayor de la órbita en cada paso del planeta por el perihelio. El punto "a" volverá a apuntar hacia el Sol al cabo de 2 revoluciones orbitales, de manera que los períodos de rotación y de revolución poseen la conmensurabilidad  $3/2$ .

3 - La relación entre la velocidad angular en el periastro y la velocidad angular media de revolución en función de la excentricidad, denotada por  $e$ , es

$$(3) \quad \frac{\omega_p}{\omega} = \sqrt{\frac{1+e}{(1-e)^3}}$$

Para la resonancia spin-órbita consideramos las ecuaciones (1) y (2) de modo que la ecuación (3) nos dá la excentricidad que corresponde a un estado dado de resonancia spin-órbita, denotado por  $n/2$ , obtenemos

$$(4) \quad \frac{n}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{(1-e)^3}} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Así se tiene para los estados de resonancia spin-órbita, las correspondientes excentricidades:

1/1	.....	$e = 0$
3/2	.....	$e = 0,19$
4/2	.....	$e = 0,31$
5/2	.....	$e = 0,39$
6/2	.....	$e = 0,46$
7/2	.....	$e = 0,50$
		etc.

Cabe notar que consideramos la ecuación (4) como un criterio o condición necesaria para que un satélite se encuentre en el estado correspondiente de resonancia spin-órbita y lo tendremos en cuenta posteriormente al presentar las evidencias a favor de la ocurrencia de las resonancias en las estrellas binarias. Según otros autores (ver por ejemplo, Goldreich y Peale, 1966), tales excentricidades representan un límite inferior para la ocupación del estado correspondiente, como también la posible

existencia de estados de conmensurabilidad menor. Por ejemplo, cuando  $e$  es menor que 0,31, el estado 4/2 no podrá ser ocupado, pero sí los de 3/2 y 1/1.

- 4 - Los estados de resonancia spin-órbita representan mínimos locales de la energía rotacional de un satélite y la accesibilidad a tales estados requiere una evolución considerable del satélite merced al efecto de las mareas o fuerza gravitacional diferencial que altera su velocidad angular de rotación, como también su órbita. En circunstancias generales el astro en cuestión evoluciona hacia el sincronismo rotacional y la circularidad de su órbita. En circunstancias especiales puede frustrarse esa tendencia, ocupando estados estables de mayor conmensurabilidad, en órbitas excéntricas.

La ocupación de un estado de resonancia spin-órbita es dependiente de la excentricidad de la órbita, la presencia de una determinada simetría axial y de los efectos de fricción de las mareas que permite la captura del satélite cuya velocidad rotacional se aproxima a la que corresponde a la conmensurabilidad que corresponde a tal estado. En torno a los valores de resonancia suceden libraciones físicas, así en cada paso por el periastro el eje de menor momento de inercia del satélite oscila, según las características de los torques producidos por el abultamiento del satélite producido por las mareas, tales libraciones podrían ser amortiguadas o aumentadas en uno de los dos sentidos de rotación axial, produciéndose un escape o pasaje a través de la resonancia, pudiendo darse posteriormente a otras circunstancias análogas en las que el satélite quede capturado rotacionalmente. La distancia del satélite al astro en torno al cual gravita, es decisiva para la resonancia spin-órbita, ya



que el torque sobre el abultamiento debido a las mareas es inversamente proporcional a la sexta potencia de tal distancia. Esto explica el porqué en planetas superiores como Júpiter, su rotación es prácticamente no afectada por las mareas solares. Por otra parte, para distancias relativamente pequeñas, los efectos de marea serían muy intensos, desapareciendo la posibilidad de estados diferentes al de sincronismo rotacional.

Situaciones análogas al sistema solar, en cuanto a distancias relativas, ocurren en las estrellas binarias cerradas. Elegimos las estrellas binarias espectroscópicas con períodos menores que 300 días, que corresponden a distancias del orden de las encontradas en el sistema solar.

## **2. EVIDENCIAS DE CARACTER ESTADÍSTICO EN LAS BINARIAS ESPECTROSCÓPICAS.**

Las Figuras 2, 3 y 4 muestran histogramas que hemos construido haciendo uso de datos del Séptimo Catálogo de Elementos Orbitales de Sistemas Binarios Espectroscópicos de Batten y otros (1978). De dicho Catálogo seleccionamos 544 binarias de calidad c (media) y de mayor excelencia. Dichos histogramas de excentricidades fueron preparados para diversos intervalos de períodos de estrellas binarias, desde 1 día hasta 300 días. En cada histograma ubicamos en el eje de las ordenadas el número de binarias contra las excentricidades en intervalos de 0,06 sobre el eje de las abscisas. Tal selección de intervalo de excentricidades nos pareció la más conveniente para mostrar la presencia de resonancias spin-órbita. En las dos primeras figuras, los histogramas comienzan

con la excentricidad 0 y terminan con 0,66, mientras que en la Figura 4, extendemos hasta la excentricidad 0,72. Los intervalos de excentricidades mayores prácticamente están desocupados. Notamos además que los valores indicados de la excentricidad para cada histograma corresponden a los intervalos contiguos a la derecha.

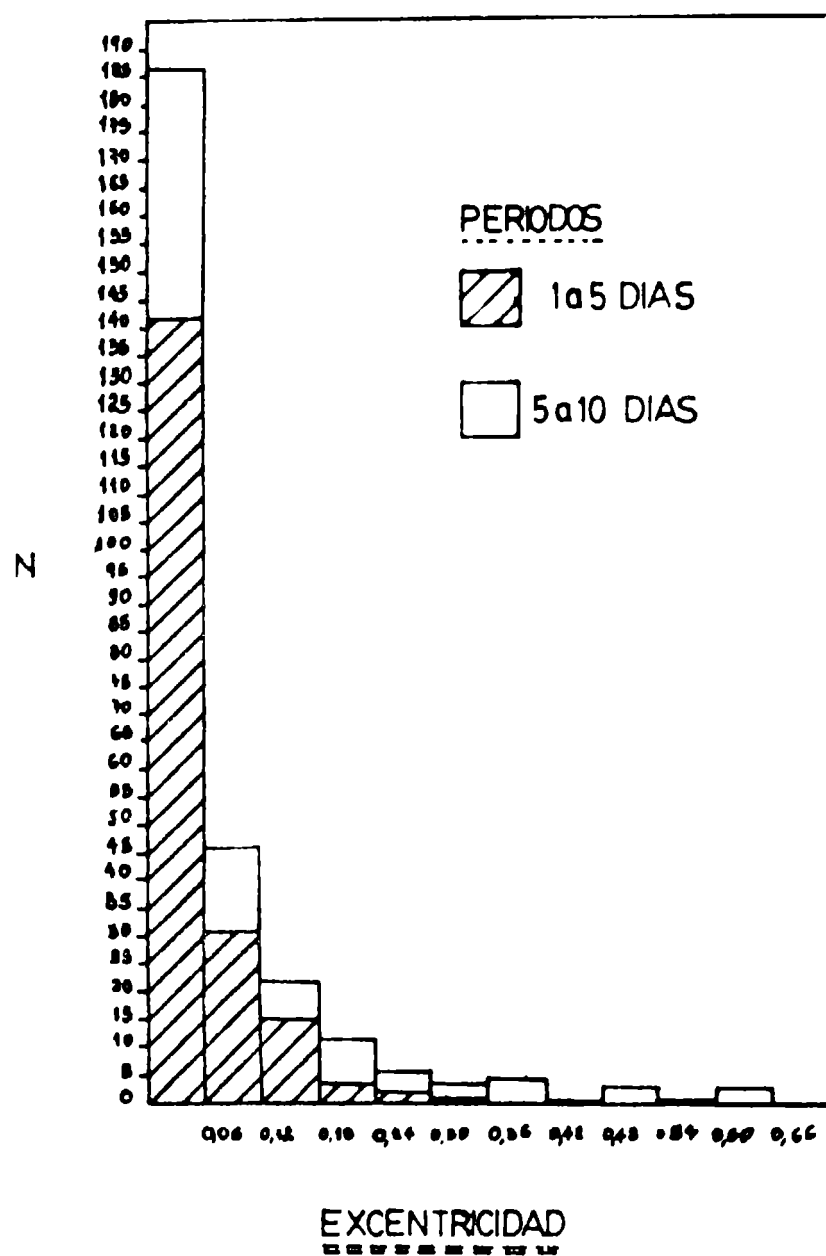


Figura 2: Distribución de las excentricidades de las órbitas de las estrellas binarias en los intervalos de periodos señalados. Los valores iniciales de cada intervalo de excentricidad se dan en abscisas. En ordenadas el número de casos tal que el final de los sombreados es el inicio de los rectángulos claros.

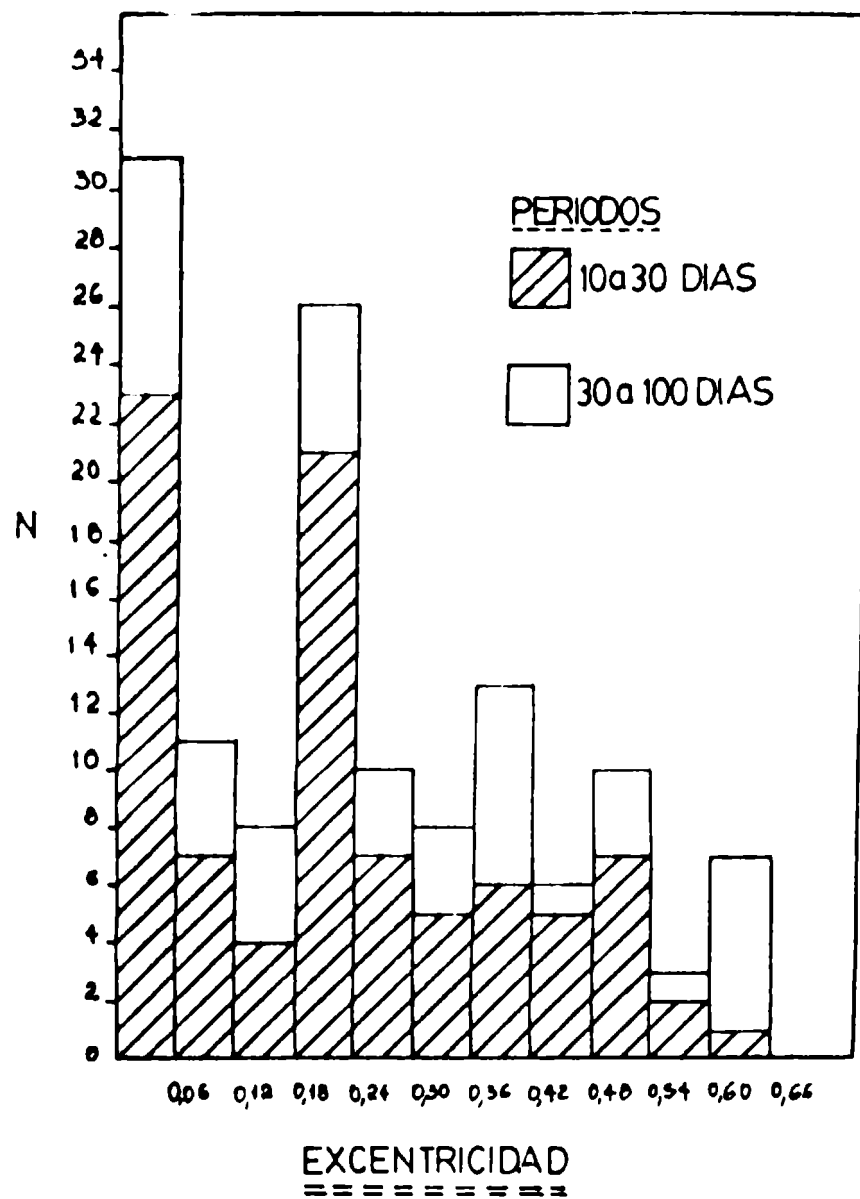


Figura 3: Distribución de las excentricidades de las órbitas de binarias cuyos periodos se indican dentro del recuadro. Los valores iniciales de cada excentricidad se dan en abscisas, mientras que en ordenadas se presenta el número de casos, tal que al final de los rectángulos sombreados corresponde el inicio de los claros. Nótese la presencia de excesos de población en los intervalos primero y cuarto.

Hemos tenido en cuenta en la elección de los periodos y las excentricidades, los efectos de selección que afectan los valores mayores de tales parámetros donde son más difíciles y menos frecuentes las determinaciones de las velocidades radiales. Por otra parte, hay efectos de selección para periodos próximos a un día, los que se encuentran en el

lapso de la noche al día. Una gran parte de estrellas binarias de período menor a un día corresponden a las binarias en contacto (Rucinski, 1986) y poseen rotaciones sincrónicas en cada par. Además, presumimos que en las estrellas normales de tales períodos los efectos de la marea e intercambio de materia serían dominantes, por lo que excluimos tales binarias en nuestros histogramas.

En la Figura 2, el histograma sombreado corresponde a las binarias de períodos de 1 a 5 días. Hemos superpuesto a través de rectángulos claros las binarias de período de 5 a 10 días. La característica más notable es la abundancia de casos en torno a la excentricidad cero y la escasez creciente para las excentricidades mayores, aunque para períodos de 5 a 10 días se aprecia un aumento de binarias cuyas excentricidades son próximas a las del primer intervalo. Interpretamos esto en términos de efectos de marea que afectan la rotación de dichas binarias, por lo que dichas estrellas se encontrarían en el estado de resonancia spin-órbita 1/1 o en sus proximidades (rotaciones en sincronismo con su revolución orbital y órbitas circulares). Por otra parte, recordamos que en dichos intervalos de períodos son frecuentes transferencias de materia entre tales binarias cerradas y, consecuentemente, intercambios en los momentos angulares rotacionales, por lo que podría escapar del sincronismo algunas de tales binarias.

En la Figura 3, el histograma de rectángulos sombreados corresponde a las binarias con períodos de 10 a 30 días y el de los claros extiende hasta los 100 días. Se observa un decrecimiento en los casos de binarias con excentricidades vecinas a cero y, en contraposición, aparece otro agrupamiento notable de casos en torno al intervalo que incluye la excentricidad  $e = 0,19$ . El número de casos en esta agrupación es de dos veces la desviación standard por sobre

el valor medio, suponiendo que las estrellas del histograma fuesen distribuidas al azar en cuanto a las excentricidades consideradas. Aunque en el presente conocemos la existencia de la conmensurabilidad 3/2 de pocas estrellas en dicho intervalo (ver Figura 5), la notable abundancia en torno a la excentricidad señalada, hace presumible la interpretación de que una parte significativa de dichas binarias se encuentran en la resonancia spin-órbita 3/2 o en su vecindad.

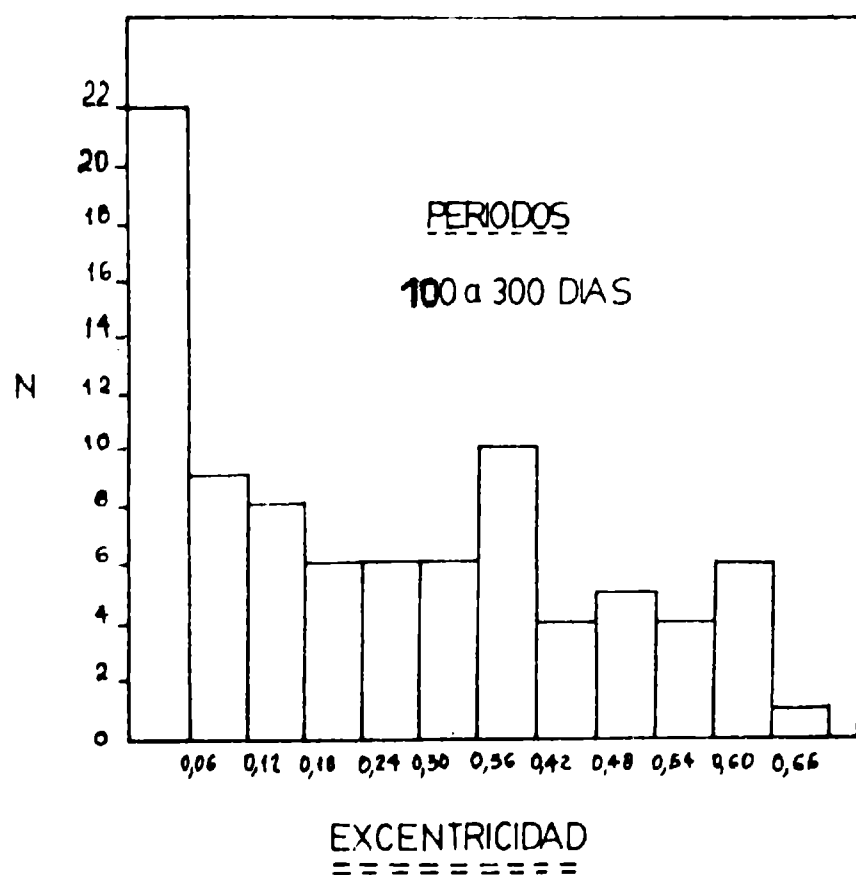


Figura 4: Distribución de las excentricidades de las órbitas de binarias en el intervalo de períodos de 100 a 300 días.

En el intervalo de período de 30 a 100 días aparece otro grupo relativamente numeroso en el intervalo de excentricidades que incluye a  $e = 0,39$  y aún es notable en el histograma dado en la Figura 4, para binarias de período de 100 a 300 días. Presumimos que esto se debe a la presencia de la resonancia spin-órbita 5/2.

En el histograma de la Figura 4, aún se observa en torno a la excentricidad cero aunque cada vez menos un agrupamiento de binarias, lo que indicaría que se trata de estrellas evolucionadas que aún interaccionan gracias a las mareas sobre estrellas no evolucionadas. Se destaca en este último histograma una distribución prácticamente uniforme en los demás intervalos de excentricidades, lo que indica que los efectos de las mareas, salvo excepciones, ya son débiles para producir estados de resonancia spin-órbita.

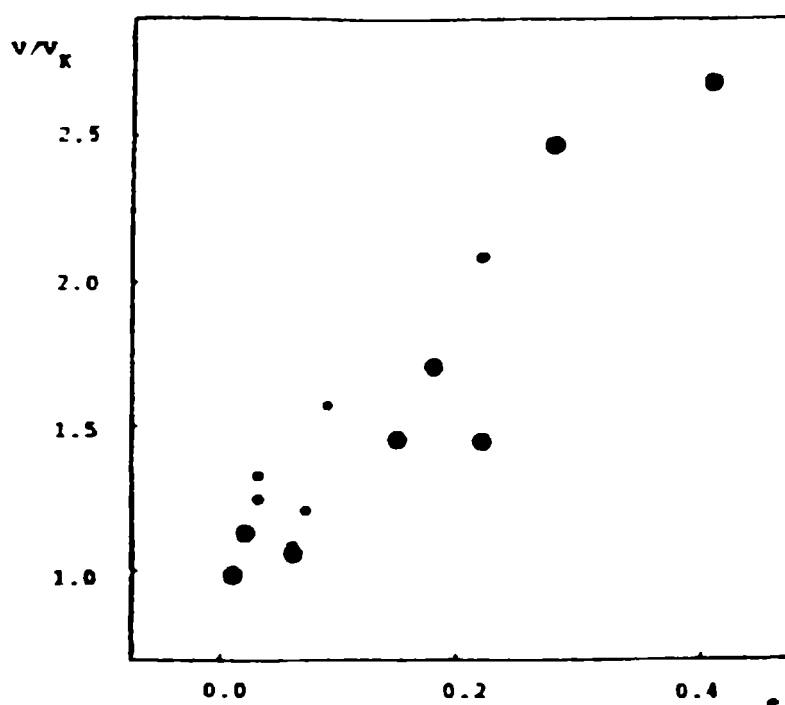


Figura 5: (gracias a A. Gimenez y J. Andersen). El cociente de la velocidad de  $v$  y la velocidad media de revolución  $v_k$ , versus la excentricidad orbital es dado para la componente primaria del par binario. La correlación que muestra esta figura está condicionada por la existencia de sincronismo en el periastro de las estrellas estudiadas y cada caso es indicado por un círculo. El de mayor período es de 17,36 días.

### 3. EVIDENCIAS EN LAS OBSERVACIONES DE VELOCIDADES DE ROTACION

Flavec (1970) realizó un estudio acerca de las velocidades de rotación en un grupo de binarias eclipsantes. En esa ocasión, señaló que en general las binarias con períodos menores que 4 días presentan sincronismo rotacional y que el período de revolución orbital por sí solo no podría determinar el grado de interacción entre las componentes (esto es, por ejemplo, la presencia de sincronismo). Desviaciones del sincronismo podrían deberse a transferencias de materia acompañadas de transferencia de momento angular y, en consecuencia, un crecimiento de la velocidad rotacional en la estrella receptora en determinados casos. En otros, la excentricidad orbital sería la responsable de la desviación del sincronismo en la rotación en las estrellas binarias separadas.

Hace unos 50 años que P. Swings realizó un estudio estadístico en las binarias excéntricas, indicando que los valores observados de la velocidad angular rotacional se aproximan a la máxima velocidad angular de revolución orbital alcanzada en el periastro. Este resultado fue propuesto también por Kopal y concuerda con la ecuación (3) del presente trabajo. Este resultado fue verificado a su vez por otros investigadores. Así, Gimenez y Andersen (1983) estudiaron un grupo de binarias eclipsantes en búsqueda de correlación entre la excentricidad y el cociente entre la velocidad rotacional observada respecto a la que le corresponde como velocidad media orbital. Estos autores encontraron que la desviación del sincronismo rotacional ocurre en las binarias excéntricas, aún de corto período, y no observaron evidencias entre casos sin sincronismo rotacional de correlación con el

período orbital. Las componentes de una binaria se comportan de manera similar en la rotación en general. La Figura 5, adaptada de este interesante trabajo, muestra indicaciones de una correlación entre la excentricidad y el cociente de las velocidades  $V/V_k$  (explicada más arriba) que sugiere una sincronización en el perihelio, a la que llaman pseudo-sincronización. Encontraron además que las velocidades rotacionales y orbitales se encuentran sincronizadas o pseudo-sincronizadas para períodos menores próximos a 4 días y próximos a ello para períodos por debajo de 10 días. Para períodos mayores las velocidades rotacionales parecen acercarse a estrellas únicas de su clase espectral.

Las circunstancias en que ocurre sincronismo rotacional según autores mencionados hasta aquí, están restringidos a períodos orbitales de pocos días, tratándose de binarias eclipsantes selectas. Recordemos que estamos en época de auge respecto a la determinación de velocidades rotacionales y se consideran otros métodos (Sletteback, 1985). Así es que trabajos de precisión como el de Huisong y Xuefu (1978) en los sistemas RS CVn encuentran sincronismo rotacional en estrellas de períodos hasta de 138 días y excentricidades  $e = 0,11$  y menores. Otros como Middelkoop (1981) consideran la existencia de sincronismo en binarias de períodos de días y excentricidades menores a 0,1, tratándose de estrellas enanas, o menores que 120 días para las gigantes (Middelkoop y Zwaan, 1981).

Consecuentemente, creemos en la existencia del estado de resonancia spin-órbita 1/1 en base a las evidencias señaladas. Para estados como el de 3/2 y tal vez otros, el futuro aparece alentador.



## REFERENCIAS

- Batten, A.H.; Fletcher, J.M. y Mann, P.J. 1978, Seventh Catalogue of the Orbital Elements of Spectroscopic Binary Systems, Publ. Dominion Astrophys. Obs. Vol. XV, N<sup>o</sup> 5.
- Colombo, G. 1965, Nature 208, 575.
- Dyce, R.B.; Pettengill, G.H. y Shapiro, I.I. 1967, Astron. J. 72, 351.
- Gimenez, A. y Andersen, J. 1983, "Observational Evidence of Pseudo-Synchronization in Eccentric Eclipsing Binaries". Les Etoiles Binaries dans le Diagramme H.R. (p. 155-163). Obs. Strasbourg.
- Goldreich, P. y Peale, S.J. 1966, Astron. J. 71, 425.
- Huisong, T. y Xuefu, L. 1987, Astron. Astrophys. 172, 74.
- Kopal Z. 1978, Dynamics of close binary systems. D. Reidel Pub. Co., p. 244.
- Middelkoop, F. 1981, Astron. Astrophys. 101, 295.
- Middelkoop, F. y Zwaan C. 1981, Astron. Astrophys. 101, 26.
- Pettengill, G.H. y Dyce, R.B. 1965, Nature 206, 1240.
- Flavec, M. 1970, IAU Colloq. N<sup>o</sup> 4, "Stellar Rotation", A. Slettebak (Edit.), D. Reidel Pub. Co., p. 133.
- Slettebak, A. 1985, IAU Symp. N<sup>o</sup> 111, "Calibration of Fundamental Quantities", D. Reidel Publ. Co.
- Swings, P. 1936, Z. Astrophys. 12, 40.
- Troche Boggino, A.E. 1974, Tesis para el M.A. Department of Physics and Astronomy. S.U.N.Y. at Buffalo.

ESTUDIO DEL FLUJO DEL CONTINUO Y DE LA ESTRUCTURA DE LAS  
LINEAS DE LOS ESPECTROS DE BETA LYRAE

A STUDY OF THE CONTINUUM FLUX OF LINE STRUCTURE IN THE IUE  
SPECTRUM OF BETA LYRAE

C. Aydin<sup>1</sup>, E. Brandi<sup>2,5</sup>, S. Engin<sup>1</sup>, D.E. Ferrer<sup>2,6</sup>,  
M. Hack<sup>3,7</sup>, J. Sahade<sup>2,4,6,8</sup>, G. Solivella<sup>2</sup> y N. Yilmaz<sup>1</sup>

1 Departamento de Astronomía, Universidad de Angora, Turquía

2 Observatorio Astronómico de La Plata

3 Observatorio Astronómico de Trieste, Italia

4 Instituto Argentino de Radioastronomía

5 Miembro de la Carrera del Investigador Científico de la Comisión de Investigaciones  
Científicas de la Provincia de Buenos Aires

6 Miembro de la Carrera del Investigador Científico del Consejo Nacional de  
Investigaciones Científicas y Técnicas

7 Observador visitante International Ultraviolet Explorer, VILSPA

8 Investigador visitante IUE RDAF-NASA-Goddard Space Flight Center

RESUMEN: Un estudio de imágenes IUE de archivo de Beta Lyrae, ha conducido a los siguientes resultados:

- a) Para  $1250 < \lambda < 1500 \text{ \AA}$ , la profundidad del eclipse en la segunda conjunción, es levemente mayor que la profundidad del eclipse en la primera conjunción y son iguales en  $\lambda 1670 \text{ \AA}$ ;
- b) los perfiles de las líneas de resonancia de Si IV (lo mismo que para N V y C IV), pueden ser considerados como compuestos por la superposición de un perfil P Cygni estacionario con una velocidad de aproximación de  $-170 \text{ km/s}$  y una emisión ancha, menos intensa, con una distribución de velocidades en antifase con la curva de velocidad de la componente B8 II del sistema, lo que sugiere que quizás esté vinculada con el disco opaco que rodea a la compañera.
- c) las líneas de emisión del doblete de intercombinación del

N II ] en  $2140 \text{ \AA}$  sugiere una velocidad de  $-130 \text{ km/s}$ . La interpretación del perfil compuesto en b), parece ser similar a la descripción sugerida por Sahade (1966) para  $H\alpha$ , He I  $\lambda 5876$  y He I  $\lambda 6678$  y por Batten y Sahade (1973) para  $H\alpha$ .

ABSTRACT: A study of the available archival IUE images of Beta Lyrae has led the following results:

a) for  $1250 < \lambda < 1500 \text{ \AA}$ , the eclipse depth at second conjunction is slightly larger than the eclipse depth at primary conjunction; they are equal at  $1670 \text{ \AA}$ ;

b) the profiles of the resonance lines of Si IV (and the same seems to be true for N V and C IV) can be described as composite, formed by the superposition of a stationary P Cygni profile that suggests a velocity of approach of  $-170 \text{ km/s}$ , and a broad, less strong, emission that seems to yield a velocity distribution in antiphase with the velocity curve of the BB II component of the system, suggesting that may be linked with the opaque disk that surrounds the undetected companion;

c) the emission lines of the intercombination doublet of N II ] at about  $2140 \text{ \AA}$  suggest a velocity of about  $-130 \text{ km/s}$ . The interpretation of the composite profile under b), appears similar to the one suggested by Sahade (1966) to describe  $H\alpha$  and He I  $5876$  and He I  $6678$ , and by Batten and Sahade (1973) to describe  $H\alpha$ .

LA REGION DE FORMACION DE LAS LINEAS DE RESONANCIA DEL C IV  
EN  $\beta$  PERSEI

THE REGION OF FORMATION OF C IV RESONANCE LINES IN  $\beta$  PERSEI

E. Brandi<sup>1,2</sup>, L. García<sup>1</sup>, Y. Kondo<sup>3</sup> y J. Sahade<sup>1,4,5</sup>

1 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la Universidad  
Nacional de La Plata, Argentina

2 Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

3 NASA, Goddard Space Flight Center, Code 684, USA

4 CONICET, Argentina

5 Instituto Argentino de Radioastronomía

RESUMEN: Se analizan nuevas imágenes tomadas con el IUE de la binaria cerrada  $\beta$  Persei, en el intervalo de fase 0.6P-0.8P a fin de confirmar o rectificar conclusiones sugeridas anteriormente respecto a la región de formación del C IV. En base a observaciones IUE tomadas en alta dispersión y pequeña abertura, Sahade y Hernández (1985) llegaron a la conclusión que las líneas de resonancia del Si IV se originarían en regiones cercanas a la componente B8 V. En cambio, el comportamiento del C IV en las fases 0.65P-0.78P parecía sugerir que dicho ion se formaría en una región de la envoltura extendida que rodea al sistema como un todo. Nuestras imágenes recientes, tomadas con el IUE en alta dispersión y con abertura grande, que cubren precisamente el intervalo de fase que no quedaba bien cubierto con las primeras observaciones y que es crítico para la decisión final, muestran que, en realidad, el doblete de resonancia de C IV se comporta de la misma manera que el Si IV. Por consiguiente, Si IV y C IV se forman en una misma zona de la envoltura que rodea a la

componente B8 V y no existen, en verdad, evidencias de la existencia de más de una región de alta temperatura en el sistema, tal como se había creído sobre la base del material anterior. En cada espectro, el C IV es más débil que el Si IV. Como el material disponible no es homogéneo, no podemos determinar variaciones de los perfiles o de las intensidades de las líneas en función de las fases. Serán analizadas nuevas observaciones que cubran todo el ciclo orbital, a fin de poder interpretar el comportamiento diferente de las intensidades.

ABSTRACT: New IUE images of the close binary  $\beta$  Persei in the phase interval 0.6P-0.8P were analysed in order to confirm or rectify conclusions previously suggested concerning the region where C IV lines are formed. Based on IUE observations taken with high dispersion and small aperture, Sahade and Hernández (1985) concluded that the resonance lines of Si IV would originate in regions near the B8 V component. Instead, the C IV behaviour of velocity-wise in phases 0.65P-0.78P would seem to suggest that this ion would form in a region of the extended envelope that surrounds the whole system. Our recent IUE images, taken with high dispersion and large aperture that cover precisely the phase interval that was not well covered with the first set of observations, a phase interval which is critical for the final decision, show that, in fact, the C IV resonance doublet behaves in the same way as the Si IV. Therefore, Si IV and C IV are formed in the same region of the envelope that surrounds the B8 V component and there is not, indeed, evidence for the existence of more than one high temperature region in the system of Per, such as it had been thought on the basis of former material. On each spectrum, the C IV

lines are weaker than Si IV. As the available material is not homogeneous, we can not determine variations, with phase in the line profiles and intensities. A new set of observations covering all the orbital cycle ought to be secured to be able to explain the different behaviour of the intensities.

**ANALISIS DE LAS OBSERVACIONES ASTROMETRICAS ABSOLUTAS Y  
RELATIVAS DE LA ESTRELLA BINARIA VISUAL HJ 3370 AC**

**ANALYSIS OF THE ABSOLUTE AND RELATIVE ASTROMETRIC  
OBSERVATION OF THE VISUAL DOUBLE STAR HJ 3370 AC**

G. Torres

DAC, CONICET

**RESUMEN:** A partir de todas las observaciones absolutas disponibles, tanto fotográficas como meridianas, se determinó en primer lugar el movimiento propio absoluto de la componente primaria de este par sobre una base de tiempo de 55 años. Se consideraron luego todas las observaciones relativas y se estableció, utilizando distintos criterios, que el sistema es de naturaleza óptica. Se calculó finalmente la trayectoria relativa, que fue utilizada para determinar el movimiento propio de la componente secundaria en forma mucho más precisa de lo que lo permitirían sus escasas observaciones absolutas. Se presenta una efemérides para el lapso 1988-2000, y se comparan los movimientos propios con determinaciones de otros autores. La versión completa de este trabajo será publicada en otra parte.

**ABSTRACT:** The absolute proper motion of the primary component of this pair is derived on the basis of all available photographic and meridian observations, spanning over 55 years. The relative trajectory is then computed from

all existing differential measurements, and different criteria were used to show that the pair is optical. An ephemeris is presented for the interval 1988-2000. The proper motion for the secondary component is obtained by combining that of the primary with the relative motion, achieving a much higher precision than that allowed by the very few absolute observations of the secondary alone. Both proper motions are finally compared with other determinations. The complete version of this work will be published elsewhere.



**GY TEL: UN NUEVO SISTEMA BINARIO PROXIMO AL CONTACTO  
DESACOPLADO TERMICAMENTE**

**GY TEL: A NEW THERMALLY DECOUPLED NEAR CONTACT BINARY SYSTEM**

S. Lípari y R. Sisteró

OAC

RESUMEN: GY Tel es un sistema binario eclipsante de corto período ( $0^d.446$ ) de 12a magnitud y que presenta en su curva de luz una notable diferencia de mínimos (0.85 mag). Se presentan las primeras observaciones fotoeléctricas del sistema obtenidas en Bosque Alegre (Córdoba) y en el CASLEO (San Juan). Las curvas de luz se cubrieron en forma completa con más de 400 observaciones UBV. Se determinaron 8 instantes de mínimo y se realizó un estudio del período orbital del sistema. GY Tel es otro sistema binario próximo al contacto con fuerte desacople térmico de especial interés para las teorías evolutivas de sistemas próximos al contacto. La versión completa de este trabajo aparecerá publicada en Publications Astron. Soc. of the Pacific.

ABSTRACT: GY Tel is a short period ( $0^d.446$ ) eclipsing binary systems of 12th magnitude showing a large difference (0.85 mag) in the depths of minima. The first UBV observations obtained at Bosque Alegre (Córdoba) and at CASLEO (San Juan) are presented. The light curves are covered by 400

observations. Eight photoelectric times of minima were determined and a period study was carried out. GY Tel is another near contact binary system with large thermal decoupling of special interest for the theories of evolution of near contact systems. A complete version of this paper will be published in Pub. Astron. Soc. of the Pacific.

## ESTUDIO ESPECTROGRAFICO DE RU ERIDANI

### SPECTROSCOPIC STUDY OF RU ERIDANI

O.E. Ferrer<sup>1,2</sup> y R.H. Barbá<sup>1</sup>

1 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

2 CONICET

RESUMEN: La binaria eclipsante RU Eridani ( $P = 0.63$  d;  $V = 9.5$  m) fue observada espectroscópicamente desde Cerro Tololo en una dispersión de  $43 \text{ \AA/mm}$  en el azul y  $86 \text{ \AA/mm}$  en  $H\alpha$ . Se analizan las curvas de velocidades radiales obtenidas para distintos elementos, y se publican los elementos orbitales de la componente primaria. Se presenta un posible modelo del sistema a partir de registros espectrofotométricos de la región de  $H\alpha$ , de la función de masa hallada y del estudio de distintas configuraciones de Roche.

ABSTRACT: The eclipsing binary RU Eri ( $P = 0.63$  d;  $V = 9.35$  m) was observed spectroscopically from CTIO with a dispersion of  $43 \text{ \AA/mm}$  in the blue and  $86 \text{ \AA/mm}$  in  $H\alpha$ . We analyzed the radial velocity plots and we derived the orbital elements for the primary component. A model for the system is proposed.

## DESACOPLE TERMICO EN SISTEMAS BINARIOS W UMa

### THERMAL DECOUPLING IN W UMa BINARY SYSTEMS

S.L. Lípári y R.F. Sisteró

Observatorio Astronómico de Córdoba

RESUMEN: Se presenta un estudio del grado de desacople térmico en binarias de período corto próximas al contacto. Las estadísticas de los sistemas W UMa bien observados (incluyendo ahora datos sobre los que poseen curvas de luz del tipo EB), construidas para el grado de desacople térmico, tipo espectral y período, caracterizan completamente a los objetos de tipo A y W. Los objetos de tipo W muestran una muy buena correlación lineal en el diagrama desacople térmico-tipo espectral. Dicha correlación se prolonga en el borde inferior del mismo para los sistemas del tipo A. Por otra parte, los desacoples térmicos de éstos están dispersos en un área que llega hasta altos grados de desacople. Estos hechos empíricos se discuten en términos de las configuraciones de contacto o no-contacto. La versión completa de este trabajo aparecerá publicado en Publications Astronomical Soc. of the Pacific.

ABSTRACT: A study of thermal decoupling in short period near contact binaries is presented. Statistics of well-observed W UMa systems (now including data of EB-type light curve objects) characterize completely A- and W-type objects. W-type systems show a good linear correlation in the thermal

decoupling vs spectral type diagram. The same correlation is valid for the lower border of the distribution of A-type systems, otherwise scattered in an area of large thermal decoupling. These empirical facts are discussed in terms of contact or near contact configurations. A complete version of this paper will be published in Publication Astronomical Soc. of the Pacific.



# **SISTEMA SOLAR**





## EL ORIGEN DEL SISTEMA PLUTON-CARON

### THE ORIGIN OF THE PLUTO-CHARON SYSTEM

J.A. Fernández

Departamento de Astronomía, Facultad de Humanidades y  
Ciencias, Montevideo, Uruguay.

**RESUMEN:** Se analizan las condiciones de formación del sistema binario Plutón-Carón en la nebulosa solar primitiva poniendo especial énfasis en su alto contenido de momento angular de giro, el cual lo llevaría más allá del límite de estabilidad rotacional en el caso ideal que Plutón y Carón se nuclearan en un solo cuerpo. Entre varios escenarios posibles de formación, se trata de explicar la adquisición de tan alto contenido de momento angular sobre la base de la colisión de dos protoplanetas de masa comparable en una etapa intermedia de la acreción planetaria, previa a que Neptuno perturbara a Plutón en una órbita de alta excentricidad.

**ABSTRACT:** The formation conditions of the binary system Pluto-Charon in the early solar nebula are analyzed with especial emphasis on its high spin angular momentum, which would lead the system beyond the limit of rotational stability in the ideal case that both bodies coalesced into a single body. Among several possible scenarios of formation, the acquisition of so high a content of spin

angular momentum is explained on the basis of a collision of two protoplanets of comparable masses in an intermediate stage of the planetary formation, before Neptune perturbed Pluto on a highly eccentric orbit.

## I. INTRODUCCION

Se ha explicado generalmente la adquisición del momento angular de rotación planetario como resultado del proceso de acreción de planetesimales (ver p.ej. Harris 1979). El momento angular específico  $h$  de varios objetos del sistema solar: sistema Tierra-Luna, Marte, asteroides como Ceres, Urano y Neptuno, sigue aproximadamente la ley  $h \propto m^{2/3}$ , donde  $m$  es la masa del objeto. Todos ellos están bien por debajo del límite de inestabilidad rotacional. Por el contrario, el sistema Plutón-Carón tiene un alto  $h$  que lo colocaría -hasta ahora única excepción en el sistema solar- por encima del límite de inestabilidad rotacional en el caso ideal de que ambos objetos se fusionaran en uno solo. El momento angular específico del sistema Plutón-Carón:  $h_{PC} = 4.66 \times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{s}$  se obtuvo a partir de los valores más recientes de los parámetros físicos y dinámicos de este sistema presentados por Pakull & Reinsch (1986).

## II. CONCEPTOS TEORICOS BASICOS

Sea un protoplaneta de masa  $m_1$  sobre el cual choca otro de masa  $m_2 = \alpha m_1$  comparable (digamos  $0.1 < \alpha < 1$ ). Asumimos que casi todo el momento angular de rotación es suministrado por este objeto. Sin pérdida de masa, el protoplaneta resultante de masa  $m = m_1 + m_2$  tendrá un momento angular específico dado aproximadamente por

$$h = \frac{\alpha(1+\alpha^{1/3})}{\sqrt{2}(1+\alpha)^{4/3}} R \left| v^2 + \frac{(1+\alpha)^{1/3}}{(1+\alpha)^{1/3}} v_e^2 \right|^{1/2}, \quad (1)$$

donde  $R$  es el radio del protoplaneta resultante. Suponemos que tanto  $m$  como  $m_1$  y  $m_2$  tienen la misma densidad;  $v$  es la velocidad relativa de  $m_2$  con respecto a  $m_1$  y  $v_e = (2Gm/R)^{1/2}$  la velocidad de escape del protoplaneta resultante.

Si en realidad el momento angular total del planeta proviene del impacto aleatorio de un conjunto de planetesimales con una distribución de masas:  $n(m)dm = Cm^{-s} dm$ , donde  $C$  es una constante y el exponente  $s < 2$ , la ecuación (1) debe sustituirse por (Harris 1979):

$$h = \frac{3(2-s)\gamma}{4(3-s)} R^2 \left( \frac{1}{4} v^2 + \frac{1}{5} v_e^2 \right), \quad (2)$$

donde  $\gamma = m_1/m$ , siendo  $m_1$  la masa del planetesimal más grande que incorpora al protoplaneta. Nótese que si  $\alpha$  y  $\gamma$  son constantes y  $v \ll v_e$ , se infiere de ecuaciones (1) y (2) que  $h \propto m^{2/3}$ , en concordancia con los datos observacionales.

### III. APLICACION AL SISTEMA PLUTON-CARON

Examinaremos a continuación, diversas hipótesis que pueden explicar, además de su formación, su alto contenido de momento angular de rotación:

#### 3a. Captura de Caron intacto

Esto plantea serios problemas dinámicos ya que requiere un mecanismo de disipación de energía para transferir

a Carón de una órbita original hiperbólica a otra elíptica en un sistema planetocéntrico. Esta hipótesis ha sido invocada varias veces para explicar el origen de la Luna (ver una revisión por Wood 1985), invocando como efecto disipativo ya sea: la fricción con una atmósfera extensa que rodeaba a la Tierra primitiva o colisiones con un enjambre geocéntrico de sateloides, o efecto de mareas. Sin embargo, las condiciones para Plutón son mucho más críticas en comparación con la Tierra. Se descarta que pueda haber poseído una atmósfera extensa dada su pequeña masa. Es asimismo difícil que un enjambre de sateloides haya podido frenar al relativamente masivo Carón. En cuanto a las mareas, no parece que hubieran tenido el tiempo suficiente de actuar como para frenar a un objeto proveniente de una órbita heliocéntrica (ver Wood 1985).

### **3b. Formación por acreción de planetesimales con una distribución potencial de masas**

De acuerdo a la ecuación (2), el proceso de acreción no hubiese podido dar lugar al sistema binario Plutón-Carón con un momento angular específico  $h = h_{PC}$ , a menos que la velocidad de encuentro  $v$  fuera muy elevada ( $v \sim 2\text{km/s}$ ) y que la masa del planetesimal más grande fuera del orden de la masa del protoplaneta ( $\sim 1$ ). La satisfacción de ambas condiciones aparece como muy improbable: altos valores de  $v$  significarían una alta dispersión orbital con la consiguiente disminución de la frecuencia de colisiones entre planetesimales. Esto llevaría a que la probabilidad de colisión de dos objetos relativamente masivos (por lo tanto poco numerosos) fuese extremadamente baja en comparación con la difusión orbital por encuentros con Neptuno.

### **3c. Acreción de planetesimales en órbitas en torno a Neptuno.**

Al presente Plutón se encuentra en una órbita resonante con la de Neptuno, lo cual no permite mutuos acercamientos a menos de 18 UA (Nacozy & Diehl, 1974). En los orígenes la situación pudo ser bien diferente: Plutón pudo tener encuentros próximos con Neptuno lo que le permitió evolucionar de una órbita heliocéntrica casi circular y coplanar a su presente órbita de alta excentricidad e inclinación. Si Neptuno estuvo rodeado de un enjambre de satélites, una incursión de Plutón pudo llevar a colisiones de tipo catastrófico con miembros de ese enjambre, con velocidades de impacto medias de  $\sim 8$  km/s. De acuerdo a la ecuación (1), la colisión con un objeto de masa  $\sim 5\%$  la masa de Plutón daría el momento angular necesario. La dificultad con esta hipótesis es, en primer lugar, la falta de evidencias independientes en favor de un enjambre primordial de satélites de Neptuno y, aún admitiendo su existencia, la baja probabilidad de colisión de Plutón con un objeto planetocéntrico masivo.

### **3d. Colisión de Plutón con un objeto masivo en órbita heliocéntrica.**

Como resultado del proceso de acreción se pudieron formar varios protoplanetas de tamaño asteroidal o lunar en una etapa intermedia de la formación planetaria. Varias colisiones entre dichos protoplanetas pudieron ocurrir antes de que Neptuno fuera lo suficientemente masivo como para atrapar o dispersar a los objetos de su zona de influencia. La colisión de dos de ellos pudo originar el sistema Plutón-Carón. Considerando la ecuación (1), vemos que para  $v \ll v_e$ .

un objeto de masa  $\sim 1/2$  la masa de Plutón sería adecuado para impartir la cantidad de momento angular del sistema Plutón-Carón.

#### IV. DISCUSION

Haciendo un balance de las hipótesis presentadas aparece como más favorable, en nuestra opinión, la que propone que el sistema Plutón-Carón fue el resultado de la colisión catastrófica de dos protoplanetas de masa sublunar, la que dejó como saldo un enjambre de fragmentos gravitacionalmente ligados, pero con exceso de momento angular que finalmente se acomodaron en el sistema binario Plutón-Carón. Presumiblemente, una gran cantidad de fragmentos fueron eyectados del sistema, o sea, la colisión implicó una pérdida considerable de masa. De ser correcta esta hipótesis, el sistema Plutón-Carón representaría el único caso conocido dentro del sistema solar de un objeto que refleja el proceso de acreción en una etapa intermedia de la formación planetaria.

#### Referencias

- Harris, A.W. 1979, *Icarus* **40**, 145.  
Nacozy, P.E. y Diehl, R.E. 1974, *Celest. Mech.* **8**, 445.  
Pakull, M.W. y Reinsch, K. 1986, *El Mensajero* N<sup>o</sup> 46.  
Wood, J.A. 1985, Proc. for the "Origin of the Moon" conference, Kona, Hawaii, LPI-DPS-NASA.

## PROGRAMA FOTOMETRICO DE ASTEROIDES

## PHOTOMETRIC PROGRAM OF ASTEROIDS

G. Tancredi y T. Gallardo

Depto. Astronomía  
Facultad de Humanidades y Ciencias  
Montevideo, Uruguay

RESUMEN: Mediante fotometría fotoeléctrica BV se han estudiado los asteroides 23 Thalia, 40 Harmonia, 45 Eugenia, 54 Alexandra, 135 Hertha y 192 Nausikaa con el fin de determinar el período de rotación, la orientación del polo y la forma de los asteroides. Se presentan las curvas de luz de 23 Thalia y 40 Harmonia. Se encuentra un nuevo período para 40 Harmonia.

ABSTRACT: The asteroids 23 Thalia, 40 Harmonia, 45 Eugenia, 54 Alexandra, 135 Hertha and 192 Nausikaa have been studied by means of photoelectric photometry with the purpose of determining their rotation periods, pole orientation and shapes. The light curves of 23 Thalia and 40 Harmonia are shown. A new period is found for 40 Harmonia.

### 1. PROGRAMA

Mediante el análisis de las curvas de luz de los asteroides, nuestro programa tiene como objetivo la

determinación de los períodos y la orientación de los ejes de rotación, así como la forma de los asteroides. La determinación del período puede hacerse fácilmente a partir de una sola curva de luz si ésta es de buena calidad, pero la determinación de la forma y la orientación requiere del máximo número posible de curvas tomadas en diferentes circunstancias. Se trata entonces de un trabajo complementario de otros similares que se desarrollan por ejemplo en Upsala, Roma, Torino, Lieja, Arizona, etc. Con la determinación de la orientación de los ejes de rotación de los asteroides se busca obtener información sobre la evolución colisional en la faja asteroidal y, en última instancia, sobre los procesos de acreción conducentes a la formación de los planetas.

## 2. LAS OBSERVACIONES

Desde la Estación de Altura "Félix Aguilar" de la Universidad Nacional de San Juan y mediante fotometría foto-eléctrica BV, se han estudiado los asteroides 29 Amphitrite (mayo 1985), 135 Hertha y 192 Nausikaa (setiembre 1985), 23 Thalia 40 Harmonia (mayo 1986), y 45 Eugenia y 54 Alexandra en mayo de 1987. Los resultados para Amphitrite y Nausikaa no son satisfactorios. Para Hertha se confirma el período de  $8.40 \pm .01$  horas adoptado en el Asteroid Lightcurve Catalog (Lagerkvist y otros, 1985) y se registra una amplitud de 0.24 magnitud.

Los restantes cuatro asteroides fueron observados mediante fotometría diferencial utilizando estrellas de comparación de magnitud e índice de color semejantes a los del asteroide (ver Tabla I). En las curvas de luz que adjuntamos se grafica en función del tiempo el valor de  $\Delta V(1, \bar{\alpha})$  definido de la siguiente forma:



$\Delta V(1, \bar{\alpha}) = \Delta V - 5 \log(r * \Delta) + F(\alpha)$  , donde  
 $r, \Delta$  : distancia heliocéntrica y geocéntrica,  
 respectivamente.

$\Delta V$  : magnitud V diferencial entre el asteroide y la  
 estrella de comparación corregida por extinción  
 diferencial.

$F(\alpha)$  : corrección a un ángulo de fase medio . Esta  
 corrección está dada por la siguiente expresión:

$$F(\alpha) = - 2.5 * \log \frac{((1-Q) * \phi(\bar{\alpha}) + Q)}{((1-Q) * \phi(\alpha) + Q)}$$
 , deducida de una  
 expresión propuesta por Lumme y Bowell (1981), en donde:

$$\phi(\alpha) = 1 - \frac{\text{sen } \alpha}{.124 + 1.407 * \text{sen } \alpha - .758 * (\text{sen } \alpha)^2}$$

El parámetro de scattering múltiple  $Q$  depende del tipo taxo-  
 nómico del asteroide (Bowell y Lumme, 1979 y Lumme y Bowell  
 1981).

Las observaciones de Thalia están de acuerdo con  
 un período de  $12.308 \pm .005$  horas, pero también lo están con  
 un período igual a la mitad del anterior. Esta ambigüedad ob-  
 servada en otras oportunidades subsiste (Yang y otros, 1965;  
 van Houten-Groeneveld y otros, 1979; Harris y Young, 1983;  
 Vese y Taylor, 1985). En la Figura 1 se muestra la curva de  
 luz de este asteroide.

El caso de Harmonia es discutido ampliamente más  
 adelante.

Según el Asteroid Lightcurve Catalog (1985), el pe-  
 ríodo de Eugenia es 5.7 horas; no obstante nuestras observa-  
 ciones están en mejor acuerdo con un período de  $5.68 \pm .01$

horas. En lo que respecta a Alexandra, nuestras observaciones están en buen acuerdo con el período de 7.04 horas, aceptado en el catálogo antes mencionado. Las amplitudes observadas fueron de 0.27 mag. para Eugenia y 0.32 para Alexandra.

23 THALIA  
 ángulo de fase medio ( $\bar{\alpha}$ ) = 3.0  
 período : 12.308 horas

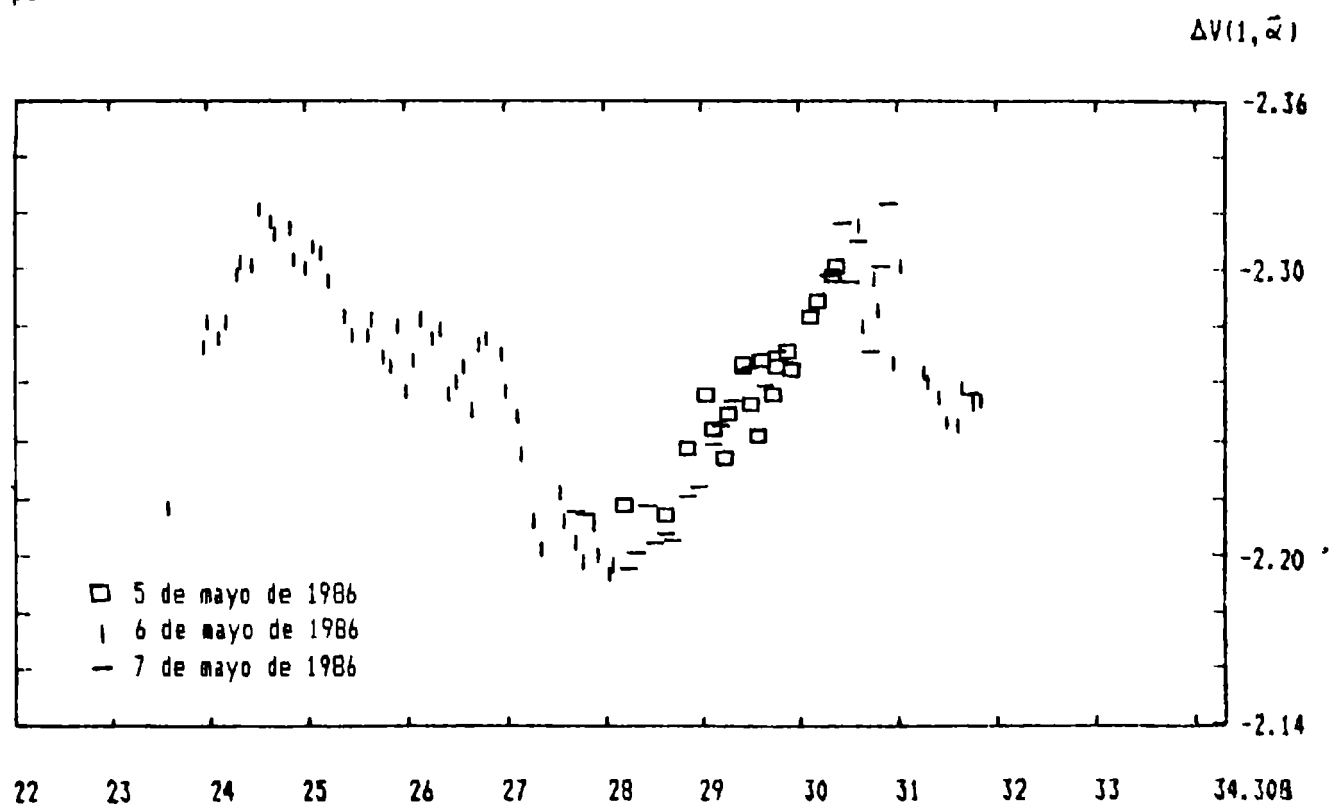


Fig.1. Las abscisas indican Tiempo Universal corregido por tiempo luz desde el 04:05:86 a 0h UT.

### 3. PERIODO DE ROTACION DE 40 HARMONIA

El asteroide 40 Harmonia presenta un período no bien definido, debido a las pocas observaciones que se cuentan al momento. Por dicha razón fue incluido en nuestro programa de observación.

Según el "Asteroid Lightcurve Catalogue" (Lagerkvist y otros, 1985) las observaciones fotométricas previas publicadas de 40 Harmonia corresponden a Gehrels y Dwings (1962) y Lagerkvist (1978). Posteriormente ha sido observado por Mc. Cheyne et al. (1985).

Gehrels y Dwings derivan de las observaciones de Enero 29, 1958, un período aproximado de 9h 06m  $\pm$ 3m. Dividiendo el intervalo entre las observaciones de las noches de Enero 14 y Enero 29, 1958, por un número de 39 ciclos, obtienen un período sinódico de 9h 08.15m  $\pm$ 0.04m. Pero señalan que si se consideran 40 ciclos se obtiene un período de 8h 54m y considerando 38 ciclos, de 9h 23m, siendo la amplitud máxima de 0.22 mag.

De un período de observación de 6 horas Lagerkvist (1978) obtiene un período de rotación de 8h 52.8 m, con una amplitud máxima de 0.28 mag.

Mc Cheyne y otros (1985) observaron 40 Harmonia durante tres noches consecutivas (6-7, 7-8, 8-9 Octubre 1983) en el color V. Hallaron una discontinuidad al superponer las observaciones de distintas noches para una fase rotacional de 0.55. Intentaremos explicar estas discrepancias como una de las conclusiones de nuestro estudio de este asteroide.

Obtuvimos 3 fragmentos de curva correspondientes a 3 noches diferentes.

Mediante análisis de Fourier buscamos períodos que se ajustaran a las observaciones. Para los períodos obtenidos superpusimos los datos de la 2da. y 3ra. noche a

los de la 1ra. Encontramos que el mejor acople de los diferentes fragmentos se produce para un período de 8h 54.6m  $\pm$  0.6m. Los resultados se muestran en la Figura 2. Intentamos acoplar los diferentes fragmentos con períodos próximos a 9h 08m, pero el resultado fue negativo.

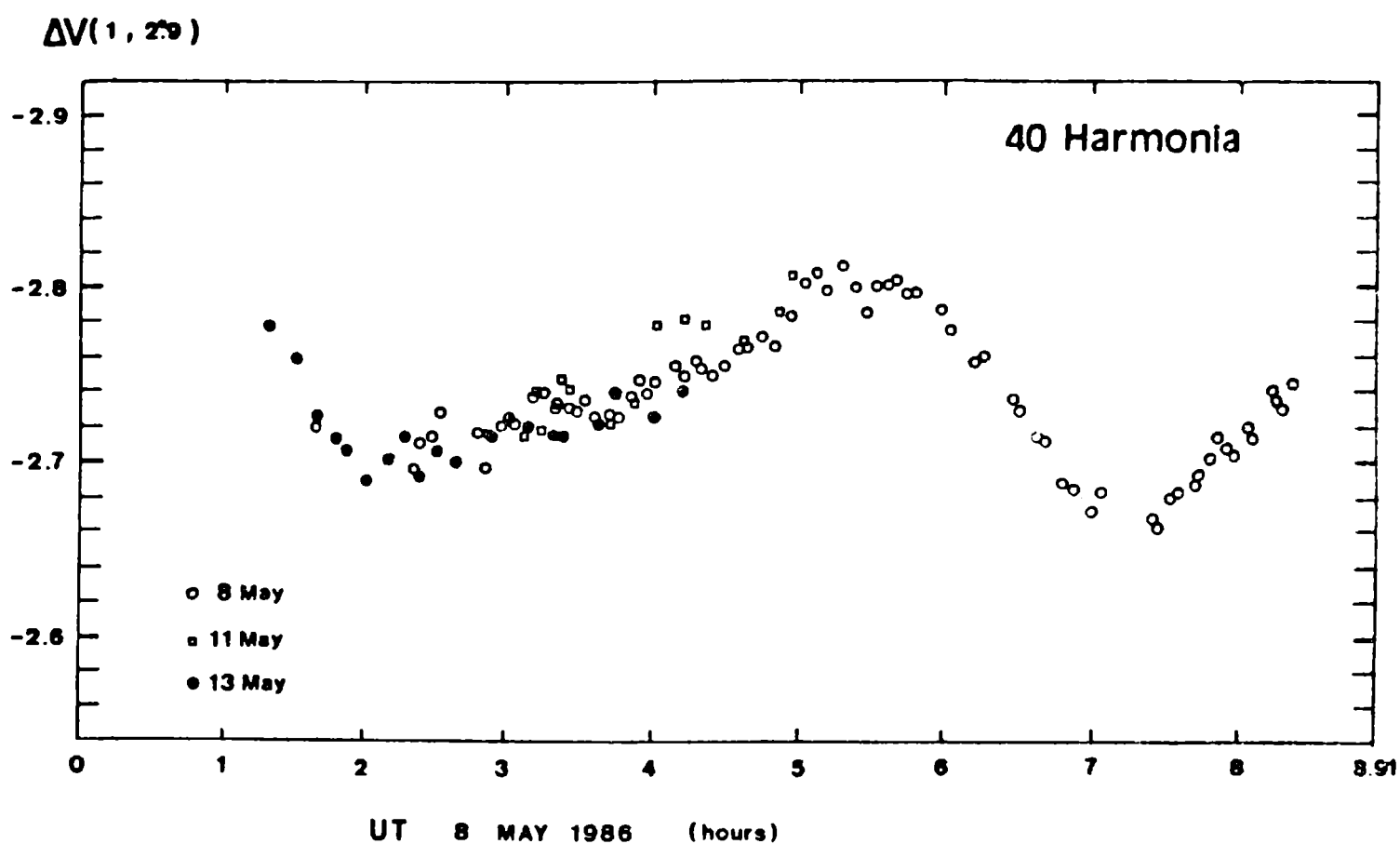


Fig.2. Se han superpuesto los datos con un período de 8.91 horas. Se ha corregido por tiempo luz. (Gallardo y Tancredi, 1987).

Figura 2: Se han superpuesto los datos con un período de 8.91 horas. Se ha corregido por tiempo luz. (Gallardo y Tancredi, 1987).

Se logró observar una amplitud máxima de 0.14 mag.

El período hallado por nosotros se aproxima en gran forma al de 8h 52.8m hallado por Lagerkvist (1978). Se

debe tener en cuenta que las observaciones que dan base a las determinaciones de Lagerkvist, se extienden por 6 horas, obteniendo medidas de magnitudes por fotometría fotográfica, cuya dispersión es mayor que la de la fotometría fotoeléctrica.

Por otra parte, Gehrels y Owinga (1962) eligen el número de 39 ciclos entre sus dos observaciones por ser el que más se acerca al período aproximado hallado a partir de la observación de Enero 29, 1958. No obstante, debemos tomar en cuenta que para hacer dicha determinación se ha considerado una curva de luz que incluye observaciones de baja calidad en una de sus partes extremas. Si adoptamos 40 ciclos entre las observaciones, en lugar de 39, llegaríamos a un período de 8h 54m, que está en gran concordancia con nuestra determinación.

Adoptando un período de 9h 8m 9s Mc. Cheyne y otros (1985) encontraron una discontinuidad entre las observaciones del 7-8 Octubre y las del 8-9 Octubre de 1983. Lo explicaron como errores en los datos del 8-9 Octubre. Podemos señalar que dicha discontinuidad desaparece si consideramos un período de 8h 54.6m, en cuyo caso, se obtiene un buen ajuste entre los dos fragmentos de curva.

## AGRADECIMIENTOS

Al Director y personal de la Estación de Altura "Félix Aguilar" por su hospitalidad y utilización de su equipo. Al Observatorio Félix Aguilar, al Observatorio Astronómico de Córdoba, al Observatorio de la Universidad Nacional de La Plata, al Observatorio de Uppsala y especialmente a Gerhard Hahn por facilitarnos material básico imprescindible.

## REFERENCIAS

- Bowell, E. y Lumme, K. 1979, Asteroids, Ed. T. Gehrels, p. 132.
- Gallardo, T. y Tancredi, G. 1987, Rev. Mex. de Ast. y Astr. (en prensa).
- Gehrels, T. y Dwings, D. 1962, Ap.J. 35, 906.
- Harris, A.W. y Young, J.W. 1983, Icarus 54, 59.
- van Houten-Groeneveld, I.; van Houten, C.J. y Zappala, V. 1979, Ast. Ap. Suppl. 35, 223.
- Lagerkvist, C.-I. 1978, Ast. Ap. Suppl. 31, 361.
- Lagerkvist, C.-I.; Zappala, V.; Barucci, M.A.; Fulchignoni, M.; Lanciano, N. y Perozzi, E. 1985, Uppsala Astronomical Observatory, Rep. n 36.
- Lumme, K. y Bowell, E. 1981, Ast. J. 86 (11), 1705.
- Mc. Cheyne, R.S.; Eaton, N. y Meadows, A.J. 1985, Icarus 61, 443.
- Vesely, C.D. y Taylor, R.C. 1985, Icarus 64, 37.
- Yang, Xiu-yi, Zhang, You-yi y Li, Xiao-ging. 1965, Acta Astron. Sinica 13, 66.

# EVOLUCION DE ASTEROIDES EN LA REGION ENTRE JUPITER Y SATURNO

## ASTEROIDAL EVOLUTION BETWEEN JUPITER AND SATURN REGION

S. A. Aarseth<sup>1</sup> y C. Beaugé<sup>2</sup>

1 Universidad de Cambridge, Instituto de Astronomía,  
Inglaterra

2 OAC, CONICOR

RESUMEN: Se analiza, mediante la integración numérica de las ecuaciones de movimiento de asteroides ficticios, la estabilidad de la región entre Júpiter y Saturno en el contexto del problema de cuatro cuerpos. Los resultados indican que la zona es altamente inestable con la excepción de dos resonancias: la 3/2 y la 1/1 con Saturno. Existen dos mecanismos de eyección: uno muy veloz ( $\sim 10^2$  años) por encuentros cercanos directos con los planetas, en el cual los cuerpos adquieren órbitas hiperbólicas. El otro mecanismo, de acción mucho más lenta ( $\sim 10^4$  años), se debe a la existencia de regiones de movimiento caótico formadas por puntos resonantes (tanto simples como dobles). En este caso, los asteroides sufren variaciones seculares en la excentricidad, lo que facilita encuentros cercanos con los perturbadores, terminando en eyección. El caso de los puntos estables de la región es distinto. En la resonancia S:3/2, los resultados muestran una pequeña zona de estabilidad en la cual el movimiento de los

cuerpos es cuasiperiódico. A su vez, el transporte de asteroides hacia la resonancia S:1/1 y su posterior regularización orbital, apoya la teoría sobre la posible existencia de Troyanos para este planeta.

ABSTRACT: The stability of the Jupiter-Saturn region is analyzed, in the context of the four body problem, by direct numerical integration of the equations of motion of a group of fictitious asteroids. The results indicate that the region is highly unstable with the exception of two resonance points: the 3/2 and the 1/1 Saturn commensurabilities. Two ejection mechanisms were found: one extremely fast ( $\sim 10^2$  ys.) produced by direct close encounters with the planets, and in which the orbits of the bodies turn hyperbolic. The other mechanism ( $\sim 10^4$  ys.), is due to the existence of regions of chaotic motion formed by resonance relations. In this case, the asteroids suffer secular changes in the eccentricity and, after close encounters with one of the perturbers, finally escapes. The behaviour of the stable points of the region, is totally different. In the S:3/2 resonance, the results show a small region of stability, in which the motion of the bodies is quasiperiodic. The same thing can be said for the S:1/1 resonance, in which the flux of asteroids can be said for the S:1/1 resonance, in which the flux of asteroids to the commensurability and the following regularization of their orbits seems to support the idea of possible Troyans associated with Saturn.



## LA RELACION DE LAPLACE EN EL CINTURON DE ASTEROIDES

### THE LAPLACE RELATION IN THE ASTEROIDAL BELT

S. Fernández<sup>1</sup> y C. Beaugé<sup>1,2</sup>

1 OAC

2 CONICOR

RESUMEN: Se analizan los efectos dinámicos de la resonancia doble  $n - 3n' + 2n'' = 0$  en asteroides del cinturón (los movimientos medios corresponden al asteroide, Júpiter y Saturno respectivamente). Para ello se generalizó un método de Wilkens que permite la identificación de posibles libradores, encontrándose cinco asteroides en tal condición. Estos resultados fueron comparados con los obtenidos mediante la integración numérica de las ecuaciones de movimiento de los cuerpos por un lapso de cien mil años, verificándose libraciones temporarias en tres de los asteroides. Se concluye que esta triple conmensurabilidad influye significativamente en la dinámica de estos cuerpos (en algunos de los casos se observaron características de movimiento caótico) aunque no se detectaron signos de evolución orbital. Este trabajo será publicado en otra parte.

ABSTRACT: The motion of asteroids which, together with Jupiter and Saturn, satisfy the commensurability relation  $n - 3n' + 2n'' = 0$  (where the mean motions correspond to the

asteroid, Jupiter and Saturn, respectively) has been studied. Through a generalization of Wilkens' method possible librators were sought, and five asteroids were found in such a condition. These results were then checked by direct numerical integration of the equations of motion for one hundred thousand years, finding temporary libration in three asteroids. We conclude that this particular triple commensurability affects very significantly the dynamics of these bodies (in some cases, chaotic motion was observed), even though no sign of orbital evolution was found. This paper will be published elsewhere.

**VARIABILIDAD GASEOSA EN EL COMETA HALLEY. UN MODELO PARA LA  
DISOCIACION DEL OH.**

**GASEOUS VARIABILITY IN THE COMET HALLEY. A MODEL FOR THE OH  
DISSOCIATION.**

A.M. Silva<sup>1,2</sup> y F.I. Mirabel<sup>1,3</sup>

1 IAFE

2 IAR

3 Universidad de Puerto Rico

RESUMEN: Se ha modelado un outburst gaseoso que tuvo lugar en el cometa Halley durante el 23-25 de Marzo de 1986. Con observaciones en Radio y en el UV se detectó un crecimiento en la tasa de producción gaseosa por un factor de 2.5 en un día. Basados en la evolución temporal de cuatro bursts monitoreados en la línea de 1667 MHz del OH, proponemos un modelo para la disociación de este radical, y calculamos los tiempos de vida fotoquímicos del OH y del H<sub>2</sub>O. Los tiempos de vida de las moléculas en el campo de radiación solar dependen fuertemente de la velocidad heliocéntrica del cometa. Los tiempos de vida calculados para el OH en el Halley a 1 U.A. del sol, cambian entre  $2.3 \times 10^5$  y  $4.7 \times 10^5$  segundos para velocidades radiales heliocéntricas que varían entre -27 km/s y +27 km/s. El contenido máximo observable de OH en términos de la cantidad de H<sub>2</sub>O sublimada del núcleo varía entre el 50 y el 60%.

ABSTRACT: We make a model for an outburst occurred in the Hally Comet during March 23-25, 1986. With radio and UV observations we detected an increase in the production rate of gas by a factor of 2.5 in one day. Taking into account the evolution of four bursts in the 1667 MHz line of OH, we proposed a model for the dissociation of this radical. We calculate the photochemical lifetime of the OH and H<sub>2</sub>O. The lifetimes calculated for the OH in the Hally at 1 A.U. from the Sun, change between  $2.3 \times 10^5$  and  $4.7 \times 10^5$  sec. for heliocentric radial velocities which range between -27 km/sec and +27 km/sec.

## EL REDESCUBRIMIENTO DE NEPTUNO

### THE REDISCOVERY OF NEPTUNE

A. Brunini<sup>1</sup>, R. Rodríguez<sup>2</sup>

1 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

2 Departamento de Matemática, UNLP

RESUMEN: En este trabajo, se aplica una técnica numérica recientemente desarrollada por uno de los autores (sobre la base de un método ideado por P. Zadunaisky), a un problema clásico de la Mecánica Celeste: el descubrimiento de un objeto masivo, cuya existencia se presupone en base a las desviaciones sistemáticas en las órbitas de planetas conocidos. Se describe brevemente dicha técnica, para determinar las perturbaciones de Neptuno sobre Urano y Saturno. La inclusión de un segundo planeta tiene por objeto eliminar la indeterminación de la masa que clásicamente, al utilizar un solo planeta perturbado, debía ser fijada a priori. La resolución del problema inverso es entonces inmediata y las coordenadas ecuatoriales geocéntricas de Neptuno que se obtienen son un orden más precisas que las obtenidas por Leverrier, lo que permitiría un inmediato "descubrimiento" visual de Neptuno.

ABSTRACT: We applied a new numerical technique, developed recently by one of the authors and based on a method found

by Zadunaisky, to a classical problem of Celestial Mechanics. The problem consists in the discovery of a massive object whose existence is assumed on the base of systematic deviations from the orbits of known planets.

# **SUPERNOVAS**





## EVOLUCION TEMPORAL DEL ESPECTRO DE LA SUPERNOVA 1987A

## TEMPORAL EVOLUTION OF THE SPECTRUM OF SUPERNOVA 1987A

A.A. Milone<sup>1,2</sup> y L.A. Milone<sup>1</sup>

1 Observatorio Astronómico de Córdoba, Argentina

2 CONICET

RESUMEN: Mediante observaciones espectroscópicas sistemáticas de la SN 1987A llevadas a cabo en la Estación Astrofísica de Bosque Alegre desde marzo de 1987, se realiza un análisis preliminar de los cambios producidos en el espectro. Se utilizan en esta etapa los espectros obtenidos en 123  $\text{Å}/\text{mm}$  que cubren el rango espectral 3800  $\text{Å}$  - 6000  $\text{Å}$  (empleando placas 103a-D) y poseen una resolución sobre la placa de 2.5  $\text{Å}$ . De la inspección visual y microfotométrica se advierte en la mayoría de las líneas perfiles tipo P-Cygni; asimismo, se observan las líneas de la serie de Balmer, características de las SN tipo II. Son fácilmente observables, también, los cambios que se producen en el espectro -variaciones de intensidad relativa, corrimiento de rasgos, y otros- y que deben asociarse a las modificaciones de las condiciones físicas en la envoltura. Un caso muy notable es el de la línea  $H\beta$  que, hacia fines de marzo se desplazó en el lapso de aproximadamente una semana entre 150  $\text{Å}$  y 200  $\text{Å}$  (absorción y emisión, respectivamente) hacia longitudes de onda más cortas; ello indicaría que los gases eyectados se tornaron ópticamente gruesos. Las velocidades radiales determinadas para algunas

líneas muestran un continuo decrecer -en valor absoluto- a partir del momento de la explosión. Este trabajo se publicará en extenso separadamente.

ABSTRACT: A preliminar analysis of the changes in the spectrum of SN 1987A is carried out by means of material collected in the Estación Astrofísica de Bosque Alegre since March 1987. In this first approach to the problem we have used spectra on 103a-D plates with a dispersion of  $123 \text{ \AA}/\text{mm}$ , covering the spectral region between  $3800 \text{ \AA}$  and  $6000 \text{ \AA}$ . The plate resolution is about  $2.5 \text{ \AA}$ . Balmer lines (typical of type II supernovas) are readily identified in SN 1987A and most of the spectral lines show P-Cygni profiles. The changes in the spectrum -such as variations in relative intensity or feature shifts- can be easily seen and must be related to changes in the physical conditions of the star's envelope. A remarkable case is that of  $H\beta$  line which, moved about  $150 \text{ \AA}$  and  $200 \text{ \AA}$  (absorption and emission, respectively) towards shorter wavelengths by the end of March in about one week's time; this could indicate that the gases ejected became optically thick. The radial velocities determined for different lines are continuously decreasing in absolute value since the outburst, on February. This paper will be published in full lenght elsewhere.

## ESTIMACION DE LA ENERGIA EMITIDA POR LA SUPERNOVA 1987A

### AN ESTIMATION OF THE ENERGY RADIATED BY SUPERNOVA 1987A

L.A. Milone<sup>1</sup> y A.A.E. Milone<sup>1,2</sup>

1 DAC, Argentina

2 CONICET

RESUMEN: Se lleva a cabo un cálculo aproximado de la energía liberada por la SN 1987A desde su explosión, y que puede resultar de particular interés dadas las características atípicas de su curva de luz (máximo débil y lento declinar de la magnitud). Sin incluir las energías cinética y la transportada por los flujos de neutrinos, se calcula el área encerrada por la curva de intensidad  $I$  versus tiempo, donde  $I$  se obtiene a partir de la magnitud absoluta bolométrica del objeto. Utilizando -desde el momento de la explosión hasta el 27 de junio de 1987- la curva de luz de Milone et al. (1987, este Boletín) y de ahí en más una disminución lineal de  $m_V$  con  $t$ , se calculó el valor de  $E$  para dos valores de corrección bolométrica (0.0 y -0.5) y un par de distancias a la Nube Mayor de Magallanes (46 y 52 kpc). La SN 1987A resulta ser un objeto anormalmente débil, ya que las cuatro energías están comprendidas entre  $6.5 \times 10^{48}$  erg y  $1.3 \times 10^{49}$  erg, siendo  $3.6 \times 10^{49}$  erg el valor aceptado como normal bajo las hipótesis aquí mencionadas. Este trabajo se publicará in extenso separadamente.

ABSTRACT: The present work reports the estimation of the energy radiated by SN 1987A since its explosion, a quantity which is of special interest on account of the unusual characteristics of the star's light curve (faint maximum and low magnitude decline). The total energy may be defined as the area under the curve of the intensity  $I$  as a function of time, where  $I$  is obtained from the absolute bolometric magnitude of the object; the contribution from the kinetic energy and that carried away by the neutrinos is explicitly excluded in this calculation. From the outburst until June 27, 1987, the light curve used for the supernova is that given by Milone et al. (1987, this issue); and from then on a lineal decrease of  $m_v$  with  $t$  is applied to evaluate  $E$  for two values of the bolometric correction (0.0 and -0.5) and also two different values of the distance to the Large Magellanic Cloud (46 and 52 kpc). SN 1987A has turned out to be an abnormally faint object for its class since the four energy values calculated lie between  $6.5 \times 10^{48}$  erg and  $1.3 \times 10^{49}$  erg, while the value currently accepted as normal (under the same hypothesis presented here) is about  $3.6 \times 10^{49}$  erg. This paper will be published in full length elsewhere.

## CURVA DE LUZ DE LA SUPERNOVA 1987A

### SUPERNOVA 1987A LIGHT CURVE

L.A. Milone<sup>1</sup>; S. Paulantonio<sup>2</sup>; V. Brigi<sup>2</sup>; D. Mendicini<sup>2</sup> y  
E. Minniti<sup>2</sup>

1 OAC, Argentina

2 Agrupación Telescopium, Santa Fé, Argentina

RESUMEN: Se presentan y analizan las curvas de luz V y B de la supernova 1987A, desde que explotó el 23-02-1987, hasta el mes de junio inclusive. Se muestra que si bien por sus características espectrales la SN 1987A es de tipo II, sus curvas de luz V y B son muy diferentes de las típicas de esta clase. Si bien inmediatamente después de la explosión, en febrero 23.120 (TU), el incremento en brillo fue extremadamente rápido (aproximadamente 6.2 magnitudes en solamente 7 horas y 41 minutos), con posterioridad las variaciones luminosas se hicieron notablemente lentas, habiendo permanecido la SN tanto como 130 días más brillante que magnitud  $m_V=4.4$  (o  $m_B=5.9$ ). La velocidad de abrigantamiento al comienzo del evento, así como el tiempo que permaneció en los alrededores del máximo de luz, son mayores que lo habitual. Con magnitudes absolutas al máximo brillo, corregidas por absorción,  $M_{V,max,o} = -16.1$  y  $M_{B,max,o} = -14.7$ , esta SN es bastante más débil que lo típico para este tipo II, al que le corresponde:  $M_{V,max,o} \approx M_{B,max,o} = -17.60$ . Se hace una comparación con curvas de luz de otras SNs. Este trabajo será publicado in extenso en otro lugar.

ABSTRACT: V and B light curves for supernova 1987A are here presented and discussed. Just after the outburst in February 23.120 (UT), the brightening was very fast: approximately 6.2 magnitudes in only 7 hours and 41 minutes; subsequently, changes in brightness slowed down and the SN stayed as long as 130 days brighter than magnitude  $m_V=4.4$  (or  $m_B=5.9$ ). The brightening rate at the beginning of the event and the time spent around maximum light are somewhat larger than usual. At maximum brightness SN 1987A reached  $M_{V,max,o} = -16.1$ , and,  $M_{B,max,o} = -14.7$ . Typical values for a type II SN being  $M_{V,max,o} \approx M_{B,max,o} = -17.60$ , the conclusion is arrived at that SN 1987A was fainter than usual for objects of this class. A comparison with other known supernovae is made. This paper will be published in full elsewhere.

MODELO DE EXPANSION PARA LAS CAPAS EXTERNAS DE LA SN 1987 A

EXPANSION MODEL FOR THE EXTERNAL ENVELOPES OF THE SN 1987A

O.G. Benvenuto<sup>1,2</sup>, A. Clocchiatti<sup>3,1</sup> y M. Méndez<sup>3,1</sup>

1 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

2 CIC

3 CONICET

RESUMEN: Sobre la hipótesis de una polarización producida por dispersión de Thompson, tal como sugieren las observaciones, se construye un modelo de la zona ópticamente delgada de la SN 1987A. Con la suposición de que las isodensitas de esta región son elipsoides oblados, se halla la ecuación que describe la polarización observable, en función de sus parámetros. Suponiendo constantes a la inclinación del eje de simetría y la excentricidad de la envoltura, y haciendo uso de un modelo para la eyección de masa, se estudia la evolución del tamaño y densidad de la región en función del tiempo.

ABSTRACT: Assuming the existence of a polarization produced by Thompson scattering, as suggested by the observations, a model has been computed for the optically thin layers of SN 1987A. Supposing that the isodensities in this region are oblates ellipsoids, we found the equation that describes the observable polarization as a function of its parameters. If we assumed that the inclination of the axis of symmetry and the excentricity of the envelope are constant and using a model for the mass ejection, we were able to study the evolution of the size and density of the region as a function of time.

**PUEDE UNA TRANSICION DE FASE DE MATERIA NUCLEAR A MATERIA  
EXTRAÑA DETONAR LAS SUPERNOVAS DE TIPO II?**

**CAN A PHASE TRANSITION OF NUCLEAR MATTER TO QUARKS STRANGE  
MATTER TRIGGER THE EXPLOSION OF SUPERNOVAS OF TYPE II?**

D.G. Benvenuto<sup>1</sup>, J.E. Horvath<sup>2</sup> y H. Vucetich<sup>2</sup>

1 Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP  
y CIC

2 Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP  
y CONICET

**RESUMEN:** Se ha conjeturado (Witten, 1984) la posibilidad de que la materia extraña (materia de quarks u,d,s) sea el verdadero estado fundamental de la materia hadrónica. De ser esto correcto, abre la posibilidad de la existencia de transiciones de fase exotérmicas de materia nuclear a materia extraña. Las condiciones alcanzadas en la época post-bounce del núcleo de una supernova de tipo II serían muy propicias para este proceso. Basado en la hipótesis de la existencia de esta transición se presentan las consecuencias de una detonación en estas condiciones. Utilizamos un gas libre a temperatura finita como ecuación de estado para la materia extraña, mientras que para la materia nuclear empleamos una ecuación de estado de neutrones libres (blanda), como así



también el modelo de Bethe-Johnson I (duro). Concluimos que en ambas situaciones el mecanismo es posible y podría ser el verdadero responsable de las explosiones de supernova de tipo II.

ABSTRACT: It was speculated (Witten, 1984) about the possibility that quarks (u,d,s) strange matter will be the fundamental level of the hadronic matter. If this is true, it seems possible the existence of transitions of exothermic phases of nuclear matter to strange matter. The conditions reached at the nucleus post-bounce epoch for a supernova of type II should be adequate for this process to take place. Assuming the existence of this transition we present the consequences of an explosion under these conditions. We used a gas at a finite temperature as equation of state for the quarks matter, while for the nuclear matter we used the equation of state for free neutrons as also the model of Bethe-Johnson. We conclude that in both situations the process is possible and it may be the responsible for the type II supernova explosions.

OBSERVACIONES POLARIMETRICAS DE LA SN 1987 A EN LA NUBE  
MAYOR DE MAGALLANES

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF SN 1987A IN THE LARGE  
MAGALLANIC CLOUDS

O. Benvenuto<sup>1,5</sup>, A. Clocchiatti<sup>1,4</sup>, C. Feinstein<sup>1,4</sup>,  
B. García<sup>1,4</sup>, H. Marraco<sup>1,3,4</sup>, M. Méndez<sup>1,4</sup>,  
N. Morrell<sup>1,4</sup>, H. Luna<sup>1,2,4</sup>

1 Observatorio Astronómico de La Plata  
2 Instituto Argentino de Radioastronomía  
3 Instituto de Astronomía y Física del Espacio  
4 CONICET  
5 CIC

RESUMEN: Observaciones polarimétricas de la supernova 1987 A fueron obtenidas utilizando el telescopio de 0.80 mts del Observatorio de La Plata, con un polarímetro de lámina de media onda rotante y con el telescopio de 2.15 mts del CASLEO y el polarímetro del Vaticano (VATPOL). En total fueron obtenidas 30 observaciones BVRI de polarización lineal desde el 28 de febrero hasta el 29 de abril y 9 observaciones U desde el 3 al 10 de abril. La polarización intrínseca de la SN 1987A decreció monótonamente hasta aproximadamente el 25 de marzo, cuando comenzó a aumentar de nuevo, este incremento fue notable en las bandas VRI.

ABSTRACT: Polarimetric observations of SN1987A were obtained with the 80 cm telescope at La Plata Observatory using a

polarimeter with a helwave rotating sheet. We also used the 2.1m telescope at CASLED and the VATPOL polarimeter. We obtained 30 BVRI observations of linear polarization between February 28 and April 29 and 9 observations in the U filter between April 3 and April 10. The intrinsic polarization of SN1987A decreased until March 25 when it starts to raise again. This increment is very outstanding in the VRI bands.

OBSERVACION EN EL CONTINUO EN 1420 MHz DE LA SNR 1987A

OBSERVATIONS OF SNR 1987A IN THE CONTINUUM AT 1420 MHz

F.R. Colomb y J.C. Testori

Instituto Argentino de Radioastronomía

RESUMEN: A partir del 3 de marzo de 1987 se realizaron observaciones periódicas de la SNR 1987A. Se discuten los resultados observacionales.

ABSTRACT: Since March 3, 1987 we obtained periodic observations of SNR 1987A. We discussed the observational results.

**DIVULGACION ASTRONOMICA**



## LLUVIA METEORICA DE CAMPO DEL CIELO

O.R. Ameri

Centro de Aficionados a la Astronomía  
Villa Angela, Chaco

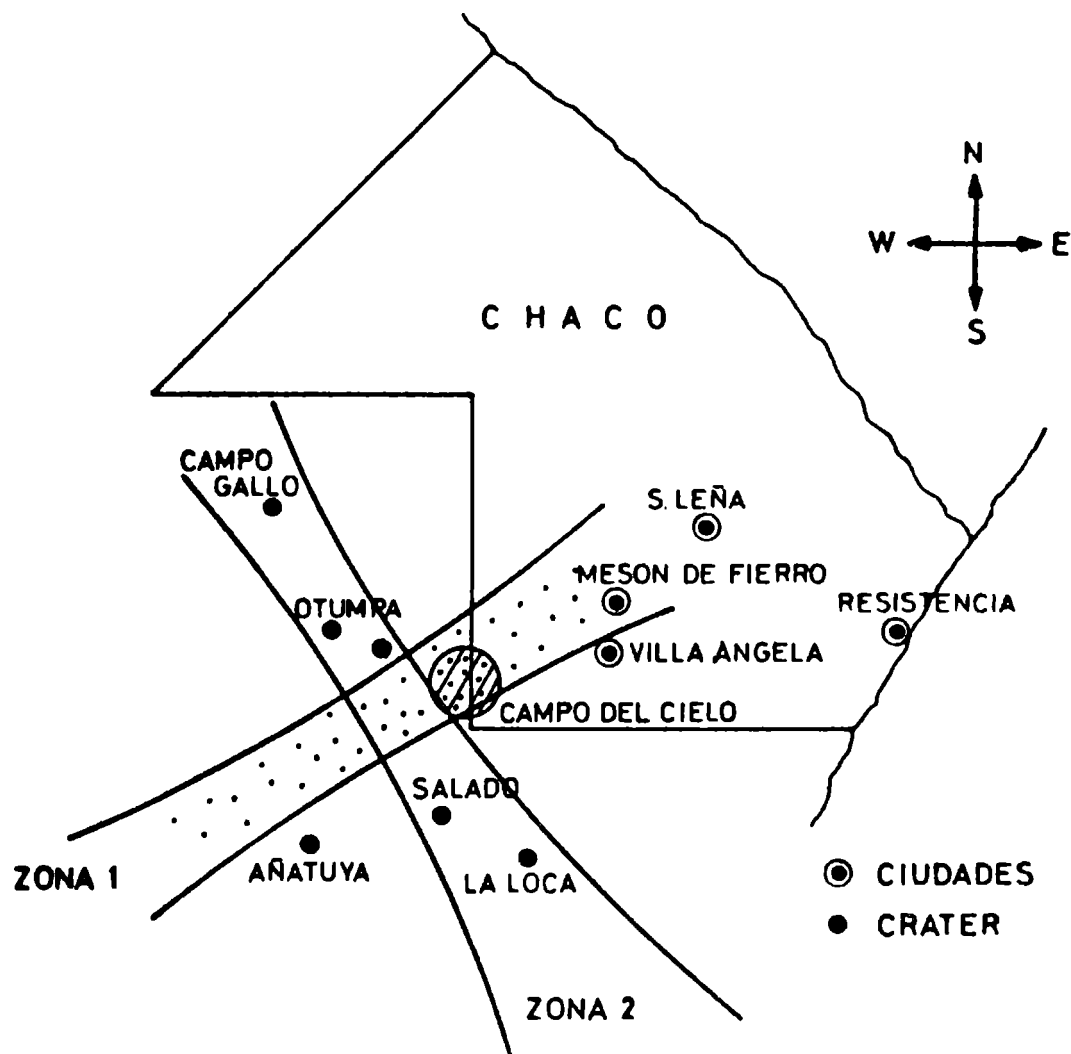
El presente trabajo está basado en observaciones realizadas en el lugar denominado "Campo del Cielo", geográficamente ubicado en el límite de las provincias argentinas del Chaco y Santiago del Estero (latitud  $-26^{\circ}$  a  $-28^{\circ}$  y longitud entre  $61^{\circ}$  y  $63^{\circ}$ ). De acuerdo a la conformación de las líneas de cráteres formados, tenemos una primera dirección S.O. a N.E., centralizándose en un lugar llamado "Paraje las Víboras", ubicado entre  $61^{\circ}39'$  y  $61^{\circ}41'$  de longitud oeste y entre  $27^{\circ}36'$  y  $27^{\circ}37'$  de latitud, con un meteorito de origen férrico de 33 toneladas de peso y medidas de  $2.15 \times 2.40 \times 2.10 \text{ m}^3$ .

A pesar de la vegetación existente en algunos de los cráteres, puede estimarse que los árboles que rodean actualmente los hoyos, tienen una edad que oscila entre 60 y 80 años. Se trata pues de vegetación de reciente crecimiento. En esta línea de 17 cráteres observados, fue posible determinar que en algunos se encuentran restos meteoríticos, o sea, cráteres con embudos de penetración. En otros, los cráteres están formados, pero no se detectan metales en su centro sino en la periferia (cráteres por rebote). El proceso de sedimentación a través de los años dificulta un tanto estas apreciaciones, pero la vegetación y la forma en que ella

se ha ido incorporando al suelo, permitiendo delinear la trayectoria. Para que estén distribuidos en una sola línea de 300 km de craterización, se estima que el ángulo de penetración en nuestra atmósfera puede haber sido entre 17 y 30 grados. Se trata indudablemente de un meteorito de dimensiones apreciables. Lo extraído del mismo y lo que aún resta por extraer permiten estimar un peso de alrededor de 50000 toneladas, de manera que su peso y tamaño antes de impactar con la tierra debe haber sido considerablemente mayor. Hasta el momento no se han encontrado condritos carbonosos. Si se tiene en cuenta la teoría de que la extinción de los grandes reptiles hace 65 millones de años se debió a un gran meteorito o cometa que habría afectado la capa de ozono de la tierra, es posible que este viajero del espacio, aún con sus 3000 años de antigüedad, podría explicar al menos parcialmente el actual agujero en la capa de ozono. Respecto al famoso mesón de hierro, no existe aparentemente un núcleo definido, debido probablemente a la fragmentación en el momento del impacto.

La otra línea de craterización es la que cruza desde el N.O. al S.E. entre  $61^{\circ}$  y  $63^{\circ}$  de longitud y  $-26^{\circ}$  y  $-29^{\circ}$  de latitud. Esta línea, no tan intensa como la anterior, abarca desde Campo Gallo en Santiago del Estero, Otumpa, Campo del Cielo en el Chaco y las lagunas La Loca y Salada en la Provincia de Santa Fé (ver Figura 1). En Campo Gallo y más al norte, hay todavía infinidad de fragmentos que los lugareños venden a los turistas como recuerdo de la zona meteorítica. A estos fragmentos los llaman "chispas". Con relación a la presencia de las lagunas en la zona, cabe mencionar que recién ahora es posible arribar a esta región por tierra, debido a las recientes inundaciones. Por otra parte, desde el aire y a una altura aproximada de 1000 pies, la brújula de cualquier avión comienza a girar sin marcar ninguna





dirección preferencial, indicando la presencia aparente de un fuerte campo magnético. Existen además barrancas pronunciadas, con cortes abruptos, las cuales no concuerdan con el terreno de la zona, típicamente llano. Podría pues tratarse de embudos de penetración. Una laguna con las mismas características llamada Laguna Negra fue objeto de la extracción de un meteorito de 1000 Kg. Cerca de las lagunas mencionadas no existen ríos u otros tipos de afluentes naturales que puedan justificar su existencia. En virtud de lo expresado precedentemente, parece razonable concluir que en esta zona impactaron dos meteoritos, con la posibilidad de que uno de ellos haya podido tener alguna influencia relacionada con el actual problema de la capa de ozono.

Informe Especial

LA MISION DEL AFICIONADO A LA ASTRONOMIA Y DE LAS  
ASOCIACIONES QUE LOS AGRUPAN

M. Garro

Asociación Cordobesa de Amigos de la Astronomía

A diario la naturaleza nos muestra, que nada es espontáneo ni individual, que un todo se compone a través del tiempo con la contribución adecuada de las partes. Así, la Ciencia y la Tecnología, debieron pasar indudablemente hasta nuestros días, por etapas sucesivas y esfuerzos mancomunados. La Astronomía, como conjunto de conocimientos, constituye un ejemplo cabal de evolución sistemática. El Cosmos, como conjunto de cosas creadas y ordenadas, sintetiza este concepto e involucra al hombre como ser inteligente del universo que lo rodea. Por lo tanto, el Orden obliga a la composición de las partes y éstas, como principio de todas las cosas, conforme el producto. Similarmente, el Científico, el que se dedica a las Ciencias Físicas, Exactas o Astronómicas, recurre permanentemente a las fuentes de información a fin de obtener datos y partes constitutivas del objeto de su estudio. De esta manera, distribuye, compara y ordena: supo-

ne y arriba a una Tesis. El trabajo individual de un estudio, poco o nada reporta. En cambio, si esa acción se une a otra y ésta a una tercera, constituye una fuerza de conjunto y positiva valoración. Por eso la labor de Profesionales y Aficionados debe asociarse en procura de un solo objetivo: la Astronomía.



## INDICE DE AUTORES

AARSETH, S.A.	369
AGUILAR, L.A.	165
ALONSO, M.V.	197, 230
AMERI, O.R.	393
ARGAGARAZ, A.	197, 230
ARNAL, E.M.	231
AYDIN, C.	340
BAJAJA, E.	289
BALAT, E.	227
BARBA, R.H.	349
BAYA, A.J.	287
BEAUGE, C.	369, 371
BENVENUTO, O.	143, 385, 386, 388
BOBATTO, G.E.	27
BRANDI, E.	340, 342
BRANHAM, R.L. Jr.	203
BRIGI, V.	383
BRUNINI, A.	375
CALDERON, H.J.	197, 230
CASAGRANDE, A.	179
CASTAGNINO, M.A.	85
CARRASCO, G.	232
CERSOSIMO, J.C.	254
CLARIA, J.J.	3, 121, 301, 308
CLOCCHIATTI, A.	251, 385, 388
COLOMB, F.R.	254, 287, 292, 294, 390
COSTA, A.	244
CRUZATE, J.	95
CHEDRESE, V.	231
DIAZ, M.	95

DUBNER, G.	252
ENGIN, S.	340
FEINSTEIN, C.	172, 251, 388
FERNANDEZ, S.	371
FERNANDEZ, J.A.	355
FERRER, O.E.	340, 349
FERRO FONTAN, C.	31, 68, 244
FILLOY, E.M.	231, 287
FONTENLA, J.M.	67
FORTE, J.C.	125, 172
GALLARDO, T.	361
GARCIA, B.	121, 123, 227, 388
GARCIA, L.	342
GARCIA LAMBAS, D.	174
GARRO, M.	396
GIOVANOLA, G.A.	197, 230
GLEISER, R.	95
GOMEZ, D.	31, 68
GOMEZ, M.	301, 308
HACK, M.	340
HADDAD, N.	232
HERNAIZ, A.	67
HERNANDEZ, A.M.	44, 54
HERNANDEZ, C.	227
HORVATH, J.E.	386
HURRELL, E.E.	231, 287
KONDO, Y.	342
LAPASSET, E.	301, 308
LARRARTE, J.J.	231, 287
LEMARCHAND, G.A.	292
LEVATO, H.	121, 123, 179, 227

LIPARI, S.L.	317, 347, 350
LOISEAU, N.	287
LOUSTO, C.	85
LOYOLA, P.	232
LUNA, H.G.	294, 388
MACHADO, M.E.	44, 54
MALARODA, S.	123, 227
MANDRINI, C.H.	44, 54
MARONNA, R.	251
MARTIN, M.C.	291, 292
MARTINEZ, E.	179
MARRACO, H.	388
MENDEZ, M.	125, 385, 388
MENDICINI, D.	383
MILONE, A.A.E.	27, 379, 381
MILONE, L.A.	379, 381, 383
MINNITI, D.	129, 139
MINNITI, E.	383
MIRABEL, F.I.	147, 373
MORRAS, R.	289
MORRELL, N.	123, 227, 388
MOSCONI, M.	168, 174
MUZZIO, J.C.	173
NAVARRO, J.	168, 174
NIEMELA, V.	252, 324
OLALDE, J.C.	287
PALUMBO, L.	113
PAOLANTONIO, S.	383
PERON, N.A.	231
POPPEL, W.G.L.	289
PULLIN, J.	95
PURTON, C.	252

QUINIENTO, Z.N.	254
RECABARREN, P.G.	197, 230
RINGUELET, A.	117
RODRIGUEZ, R.	375
ROTSTEIN, N.	117
ROVIRA, M.G.	44, 54
SAHADE, J.	340, 342
SANCHEZ, N.G.	85
SANZ, A.J.	267
SERSIC, J.L.	71
SICARDI SCHIFINO, A.	31, 244
SILVA, A.M.	373
SISTERO, R.F.	297, 317, 347, 350
SOLIVELLA, G.R.	324, 340
TANCREDI, G.	361
TESTORI, J.C.	287, 294, 390
TORRES, G.	137, 249, 345
TROCHE BOGGINO, A.E.	325
VEGA, E.I.	172
VERGNE, M.M.	173
VILLADA de ARNEDO, M.	27, 62
VUCETICH, H.	386
YILMAZ, N.	340



**ASOCIACION ARGENTINA  
DE ASTRONOMIA**

**COMITE NACIONAL  
DE ASTRONOMIA (1985-1988)**

**SECRETARIO:**

**Dr. José L. Sérsic  
(1985-1987)**

**Dr. Edmundo M. Arnal  
(1987-1988)**

**MIEMBROS:**

**Dr. Edmundo M. Arnal  
Dr. Osvaldo Ferrer  
Lic. Carlos López  
Prof. César Mondinalli**

**COMISION REVISORA  
DE CUENTAS (1986-1989)**

**Lic. Lía G. de Ferrer  
Dr. Homero Luna  
Lic. Mirta Mosconi**

**SUPLENTE:**

**Dra. Nidia Morrell  
Dra. Marta Rovira**